



TITLE:

臨界プラズマ試験装置JT-60のプラズマ分光研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

久保, 博孝

CITATION:

久保, 博孝. 臨界プラズマ試験装置JT-60のプラズマ分光研究. 京都大学, 1991, 博士(工学)

ISSUE DATE:

1991-07-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3057622>

RIGHT:

②

臨界プラズマ試験装置 J T - 6 0 のプラズマ分光研究

久保博孝

目次

第1章 序論	1
1.1 トカマク型装置による核融合研究の現状	1
1.2 トカマクプラズマの不純物制御および分光測定に関する研究の現状	2
1.2.1 トカマクプラズマの不純物研究	2
1.2.2 分光測定によるトカマクプラズマの診断	3
1.2.3 トカマクプラズマによる高電離重イオンの研究	5
1.3 本研究の背景と目的	5
第1章参考文献	7
第2章 臨界プラズマ試験装置JT-60の概要	13
第2章参考文献	16
第3章 トカマクプラズマの分光データの解析に用いられるプラズマモデル	25
3.1 トカマクプラズマの粒子輸送	25
3.2 励起準位のポピュレーションとスペクトル線強度	27
3.3 本研究において用いられるモデル	30
第3章参考文献	32
第4章 JT-60の不純物挙動診断システム	36
4.1 JT-60の不純物挙動診断システムの概要	36
4.2 平面結像型多チャンネル斜入射分光器	38
4.2.1 分光器	39
4.2.2 受光器	41
4.2.3 計測結果例	42

4.3 結言	42
第4章参考文献	43
第5章 真空紫外分光器の絶対感度較正	65
5.1 原子分岐線対法によるローランド型斜入射分光器の絶対感度較正	66
5.2 シンクロトン放射光による真空紫外多チャンネル分光器の 絶対感度較正	67
5.2.1 較正実験の方法	68
5.2.2 較正結果および考察	70
5.3 結言	72
第5章参考文献	73
第6章 JT-60 プラズマにおける不純物輸送	82
6.1 実験と解析結果	82
6.2 結言	84
第6章参考文献	86
第7章 JT-60 プラズマにおける不純物量	93
7.1 不純物量の評価方法および信頼性	94
7.1.1 チタンの量の導出法	94
7.1.2 炭素および酸素の量の導出法	95
7.2 不純物量と放射損失	97
7.2.1 金属壁を用いた場合の不純物量と放射損失	97
7.2.2 炭素壁を用いた場合の不純物量と放射損失	99
7.3 不純物による放射損失および動作ガスの希釈に関する考察	101
7.4 結言	102

第7章参考文献	103
第8章 Ti XXII ライマン α 線の微細構造成分の強度比	121
8.1 実験	121
8.2 考察	123
8.3 結言	126
第8章参考文献	127
第9章 Mo XV-XL の原子構造の計算	137
9.1 計算方法	138
9.1.1 HXR法	138
9.1.2 エネルギーパラメーターのスケーリング	140
9.1.3 モリブデンイオンのエネルギーパラメーターのスケーリング	140
9.2 計算結果および考察	142
9.2.1 計算結果例 (Mo XXIX)	142
9.2.2 考察	143
9.3 結言	145
第9章参考文献	146
第10章 結論	159
謝辞	163
付録 本研究に関して発表した論文	164

1.1 トカマク型装置による核融合研究の現状

人類のエネルギー需要は増加の一途をたどっている。石油、石炭等の化石燃料に加えて、核分裂を利用した原子力発電がすでに実用化されているが、数世紀以上の長期的展望に立って考えた場合、このままではその燃料はいずれ消費し尽くされてしまう[1]。そこで、エネルギー需要に対応する新しいエネルギー源として、海水中に無尽蔵に含まれる重水素を燃料とする半永久的なエネルギー資源である核融合エネルギーが重視され、現在各国で核融合の実用化に向けて研究開発が進められている。核融合反応を充分頻繁に起こすには、高温に加熱されたプラズマを利用する方法が有効である。その場合、核融合炉の実現条件は、プラズマの密度 (n) とエネルギー閉じ込め時間 (τ_E) の積 ($n\tau_E$) および温度 (T_i) によって決まる。不純物を含まない純粋なプラズマに対するこの条件は、Lawsonによって与えられている[2]。発電効率 (η_0) を40%に仮定した場合の重水素 (D) - 3重水素 (T) プラズマのLawson条件を図1.1に示す[3]。不純物を含まないプラズマでは、 $n\tau_E = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ sec}$ の場合、8 keV程度の温度が必要である。しかし現実には、プラズマ-壁相互作用によって不純物が発生し、純粋なプラズマを得ることは不可能であるから、不純物によって生じる放射損失のためにこの条件は厳しくなる。

今までに多種の磁場閉じ込め方式 (トカマク、ステラレーター、テータピンチ、ミラー等) あるいは慣性閉じ込め方式 (レーザー) によって、核融合を目指したプラズマの研究が進められてきた[1]。なかでもトカマク装置は、1970年代前半にその優秀性が認められて以来[4]、核融合研究の主流となり、そのプラズマ閉じ込めおよび高温化に関する研究は急速に進歩した。1970年代後半になると、MW級の中性粒子入射 (NBI) 加熱が行われるようになり、不純物制御が重要な課題のひとつとなった。米国のPLT (Princeton Large Tokamak) において、2.1 MWのNBI加熱実験が行われ、炭素のリミターを使用することにより、タングステンのリミターを用いた場合には得られなかった高温プラズマ (5-6 keV) が実現された[5]。日本のJFT-2a (JAERI Fusion Torus - 2a) では、ダイバー

ター配位にすることによって不純物量を軽減できることが実証された[6]。また、その当時NBIの加熱入力を増加していくとエネルギー閉じ込めが劣化するのが普通であった(Lモード)が、1982年にASDEX (Axially Symmetric Divertor Experiment) のダイバーター配位の実験で、閉じ込めの劣化しないHモードが発見された[7]。これに続いて、米国のD-III (Doublet III) [8]やPDX (Princeton Divertor Experiment) [9]においても同様の放電が得られた。1980年代の中頃からは、米国のTFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) [10]、ヨーロッパ共同体 (EC) のJET (Joint European Torus) [11]、日本のJT-60 (JAERI Tokamak-60) [12]において、臨界プラズマ条件 (加熱入力と核融合出力が等しくなる条件) を目指して実験が行われている。TFTRではスーパーショットと呼ばれる閉じ込めの良い放電を実現し[13]、JETではHモードの生成に成功した[14]。また、トカマクプラズマを電流駆動し定常的に維持する研究に関して、JT-60では低域混成波 (LHRF) を用いて電流駆動効率の記録を更新した[15]。現在、大型トカマク装置では、更に大電流の放電やD-T放電等の次のステップに向けて実験が行われている。

1.2 トカマクプラズマの不純物および分光測定に関する研究の現状

1.2.1 トカマクプラズマの不純物研究

核融合を目的とするトカマクプラズマにおいて、不純物量を十分小さく抑えなければならない理由は二つある。第1の理由は、高電離不純物イオンのBremsstrahlung、再結合、励起準位からの自然遷移によって、放射損失が増加することである。第2の理由は、不純物によって核反応をおこす水素プラズマが希釈され、核融合出力密度が減少することである。不純物は、プラズマ-壁相互作用によって発生し、拡散や対流によってプラズマ全体に輸送される。

発生機構の違いから、不純物は2種類に分類される。第1壁表面に吸着あるいは吸蔵されている炭素 (C) や酸素 (O) 等の軽元素不純物と、スパッタリング、アーキング、蒸発等の機構によって発生する壁材不純物である[16]。前者は、ベーキング[17]、放電

洗浄[18]、ゲッターリング[19]等によって、第1壁から除去される。一方、後者の発生は、第1壁の材料を改良することや、ダイバーターによって周辺プラズマを制御することにより抑制できる。第1壁の材料として、低原子番号および中間原子番号のコーティング材やバルク材の開発が行われている[20]。しかし、炭素壁を用いたJETおよびTFTRにおける大きなエネルギー (20 MW程度) を入射する実験では、ダイバーター板やリミターから炭素が急激に流入し (Carbon BloomあるいはCarbon Catastrophe)、プラズマ性能を大きく劣化させている[21,22]。一方、ダイバーター配位にすることによって不純物量を軽減できることが、JFT-2a (DIVA) [23]における先駆的な実験で実証された。また、DIII-D[24]、ASDEX[25]およびPDX[26]等の中型トカマク装置でも、オーム加熱時およびNBI加熱時にダイバーターが有効であることが確かめられた。

不純物輸送の研究においては、理論的[27,28]に予言されているような不純物のプラズマ中心への集中があるかどうかを明らかにすることが、とりわけ重要である。不純物の集中現象は、幾つかの実験において観測されている[29-31]。一方、大型トカマク装置であるJETおよびTFTRの通常の放電 (Lモード放電) では、このような不純物の集中は観測されていない[32,33]。しかし、エネルギー閉じ込めが改善される場合には、不純物の集中が観測されることが多い[34]。また、プラズマ電流の方向に対する中性粒子線(NB)の入射方向の違いによって、不純物の輸送に相違があるという報告がある[35,36]。

1.2.2 分光測定によるトカマクプラズマの診断

分光測定されたスペクトルの強度、スペクトル線の強度比、スペクトル線の形、スペクトル線の偏光に基づく方法が、トカマクプラズマの診断に用いられる[37-40]。

スペクトルの強度測定に基づく方法は、主に不純物および動作ガスの診断に用いられる。プラズマ実効電荷数 (Z_{eff}) は、プラズマの純度を示す重要な指標である。可視領域におけるBremsstrahlungの強度測定に基づく Z_{eff} の導出法[41]は信頼性が高い。プラズマ中の金属不純物の量は、観測されたスペクトル線の強度からモデルを用いて導かれる。ただし、高電離不純物のスペクトル線は主に真空紫外域に分布しているので、この波長

域での分光器の絶対感度較正が必要である。中型トカマクでは、可視域にある基底電子配置内の遷移に伴う禁制線[42]の強度から、金属不純物の量を測定することが可能であった[43]。しかし、大型トカマクでは、更に高温のプラズマになるため、それも困難である。軽元素不純物は大型トカマクではほぼ完全電離の状態にあるので、その量を直接測定できる方法は、中性粒子線(NB)との荷電交換を利用したビーム分光[44]しかない。しかし、ビーム分光で測定されたスペクトル線の強度から不純物の絶対量を導く場合、バックグラウンドの影響を取り除くことが困難であること、計算に用いられる荷電交換断面積の信頼性が十分ではないことなどが問題となる。動作ガスおよび不純物の流入量の評価には、周辺プラズマ領域における原子あるいは低電離イオンのスペクトル線強度が用いられる[45,46]。レーザー誘起蛍光法もこの目的に利用される[47]。スペクトル線強度の空間的なあるいは時間的な相対変化の測定結果は、不純物輸送の研究に用いられる[48]。

スペクトル線の強度比は、周辺プラズマの電子密度[49]および電子温度[50]の測定に用いられる。また、結晶分光器を用いた水素様あるいはヘリウム様の金属イオンの共鳴線およびそのサテライト線の強度比の測定は、プラズマ中心での電子密度、電子温度、イオン比[51]の他、非熱的電子の密度の評価[52]にも用いられる。最近の研究では、水素のバルマー系列の線強度比から、周辺プラズマの電子密度に加えて、水素原子と水素分子の密度が評価された例がある[53]。

スペクトル線の形(ドップラー拡がり)の測定に基づく方法は、イオン温度の決定に用いられる。大型トカマクでは、ビーム分光や結晶分光器を用いたX線分光などが一般にこの目的で行われる。この方法で測定されたスペクトル線の波長の変化から、プラズマ回転速度を導くことができる。また、偏光測定に基づくプラズマ電流分布の評価も、大型トカマクに今後普及していくと考えられる[54]。

1.2.3 トカマクプラズマによる高電離重イオンの研究

トカマクプラズマは、プラズマパラメータの制御および直接測定が可能な最っとも高温のプラズマである。従って、トカマク研究の主目的ではないが、副産物として高電離重イオンの研究が可能である。例えば、高電離のクリプトン、モリブデン、銀等の原子構造の研究がJETやTFTRで行われた[55-58]。また、高温プラズマ中での原子過程の研究が、結晶分光器の実験データと理論計算を比較することによって行われている[59]。例えば、ヘリウム様イオンの $1s^2\ ^1S_0 - 1s2p\ ^1P_1$ と $1s^2\ ^1S_0 - 1s2p\ ^3P_{1,2}$ の強度比は、簡単なモデルでは説明できないことが知られている。これを解釈するためには、高エネルギーの非熱的電子による励起を考慮する必要があるという指摘がある[60]。

1.3 本研究の背景と目的

本論文は、臨界プラズマ条件の達成を目的とした臨界プラズマ試験装置JT-60における不純物挙動および高電離重イオンに関する分光研究である。

JT-60の実験では、次期装置である実験炉に向けて、20 MW以上の追加熱時の不純物制御を重要な研究項目のひとつとした。JT-60では、リミター配位およびダイバーター配位のそれぞれに対して、2種類の第1壁(金属壁および炭素壁)を用いて実験を行った。他の大型装置であるTFTR, JETではこのような比較実験が行われていない。従って、JT-60における不純物研究は、将来の核融合実験炉の設計に非常に有用である。また、JT-60はプラズマパラメータの制御および直接測定が可能な最っとも高温のプラズマを生成できる装置の一つであるので、高電離重イオンの研究に適している。

本論文は、以上の背景で行われた分光研究の内、次の内容に焦点をおいてまとめたものである。

- (1) トカマクプラズマの不純物診断のための分光器の開発およびその絶対感度較正。
- (2) 各種のプラズマ配位、第1壁、加熱方法に対する不純物挙動の比較。
- (3) 高電離重イオンの研究。

本論文は、10章より構成される。第2章では、JT-60の概要について述べる。第3章

では、トカマクプラズマの分光測定結果の解析に用いられるモデルについて記述する。第4章では、本研究で用いた分光器について述べる。特に、ホログラフィック回折格子を用いた平面結像型多チャンネル斜入射分光器の開発について詳しく記述する。第5章では、本研究に用いた斜入射分光器の絶対感度較正について述べる。特に、シンクロトロン放射光を用いた真空紫外分光器の絶対感度較正について詳しく記述する。第6章では、ダイバータープラズマ中の不純物輸送について述べる。第7章では、金属壁および炭素壁を用いた場合に対して、リミター配位およびダイバーター配位のプラズマ中の不純物量について述べる。また、その実験結果を比較検討し、大型トカマクにおける不純物問題を考察する。第8章では、Ti XXIIのライマン α 線の微細構造成分の強度比の測定結果について述べる。また、その結果を理論と比較する。第9章では、モリブデンの原子構造の計算について述べる。最後の第10章において、本論文の総括を行う。

第1章 参考文献

- [1] 宮本健郎、核融合のためのプラズマ物理 岩波書店 (1987).
- [2] J. D. Lawson, Proc. Phys. Soc. (London) B70 (1957) 6.
- [3] D. M. Meade, Nucl. Fusion 14 (1974) 289.
- [4] M. J. Forrest, N. J. Peacock, D. C. Robinson, V. V. Sannikov and P. D. Wilcock, CLM-R-107, Culham Lab. (1970).
- [5] H. Eubank, R. J. Goldston, V. Arunasalam, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1978 (Proc. 7th. Int. Conf. Innsbruck), Vol. 1, IAEA, Vienna (1979) 167.
- [6] DIVA Group, Nucl. Fusion 18 (1978) 1619.
- [7] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1408.
- [8] M. Nagami, M. Kasai, A. Kitsunozaki, et al., Nucl. Fusion 24 (1984) 415.
- [9] S. M. Kaye, M. G. Bell, D. Boyd, et al., J. Nucl. Mater. 121 (1984) 115.
- [10] P. C. Efthimion, N. Bretz, M. Bell, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 (Proc. 10th. Int. Conf. London), Vol. 1, IAEA, Vienna (1985) 29.
- [11] P. H. Rebut, D. V. Bartlett, G. Bäuml, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 (Proc. 10th. Int. Conf. London), Vol. 1, IAEA, Vienna (1985) 11.
- [12] JT-60 team: T. Abe, H. Aikawa, H. Akaoka, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th. Int. Conf. Kyoto), Vol. 1, IAEA, Vienna (1987) 11.
- [13] R. J. Goldston, V. Arunasalam, M. G. Bell, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th. Int. Conf. Kyoto), Vol. 1, IAEA, Vienna (1987) 75.
- [14] A. Tanga, D. V. Bartlett, K. Behringer, et al., in Plasma Physics and Controlled

Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th. Int. Conf. Kyoto), Vol. 1, IAEA, Vienna (1987) 65.

- [1 5] T. Imai, K. Ushigusa, Y. Ikeda, et al., in Review of JT-60 Experimental Results from January to October, 1990, JAERI-M 90-066, Japan Atomic Energy Research Institute (1990) 40.
- [1 6] G. M. McCracken and P. E. Stott, Nucl. Fusion 19 (1979) 889.
- [1 7] EQUIPE TFR, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1978 (Proc. 7th. Int. Conf. Innsbruck), Vol. 1, IAEA, Vienna (1979) 135.
- [1 8] L. Oren and R. J. Taylor, Nucl. Fusion 17 (1977) 286.
- [1 9] P. E. Stott, C. C. Daughney, and R. A. Ellis, Nucl. Fusion 15 (1975) 431.
- [2 0] 中村博雄、JAERI-M 88-247、日本原子力研究所 (1988).
- [2 1] D. Pasini, paper presented in Topical Meeting on High Temperature Erosion of Graphite in Plasmas, Princeton Plasma Physics Lab. (1989).
- [2 2] A. Ramsey, paper presented in Topical Meeting on High Temperature Erosion of Graphite in Plasmas, Princeton Plasma Physics Lab. (1989).
- [2 3] M. Nagami, Y. Shimonura, H. Maeda, et al., Nucl. Fusion 18 (1987) 1347.
- [2 4] M. Nagami, N. Fujisawa, K. Ioki, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1980 (Proc. 8th. Int. Conf. Brussels), Vol. 2, IAEA, Vienna (1981) 367.
- [2 5] M. Keilhacker, D. B. Albert, K. Behringer, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1980 (Proc. 8th. Int. Conf. Brussels), Vol. 2, IAEA, Vienna (1981) 351.
- [2 6] R. J. Fonck, M. Bell, K. Bol, et al., J. Nucl. Mater. 111&112 (1982) 343.
- [2 7] J. W. Conner, Plasma Physica 15 (1973) 765.
- [2 8] T. Tuda and M. Tanaka, J. Phys. Soc. Japan 38 (1975) 1228.
- [2 9] V. I. Gervides and S. V. Krupin, Soviet Phys. JETP Letters 18 (1973) 106,

MATT-TRANS-109, Princeton Plasma Physics Lab. (1973).

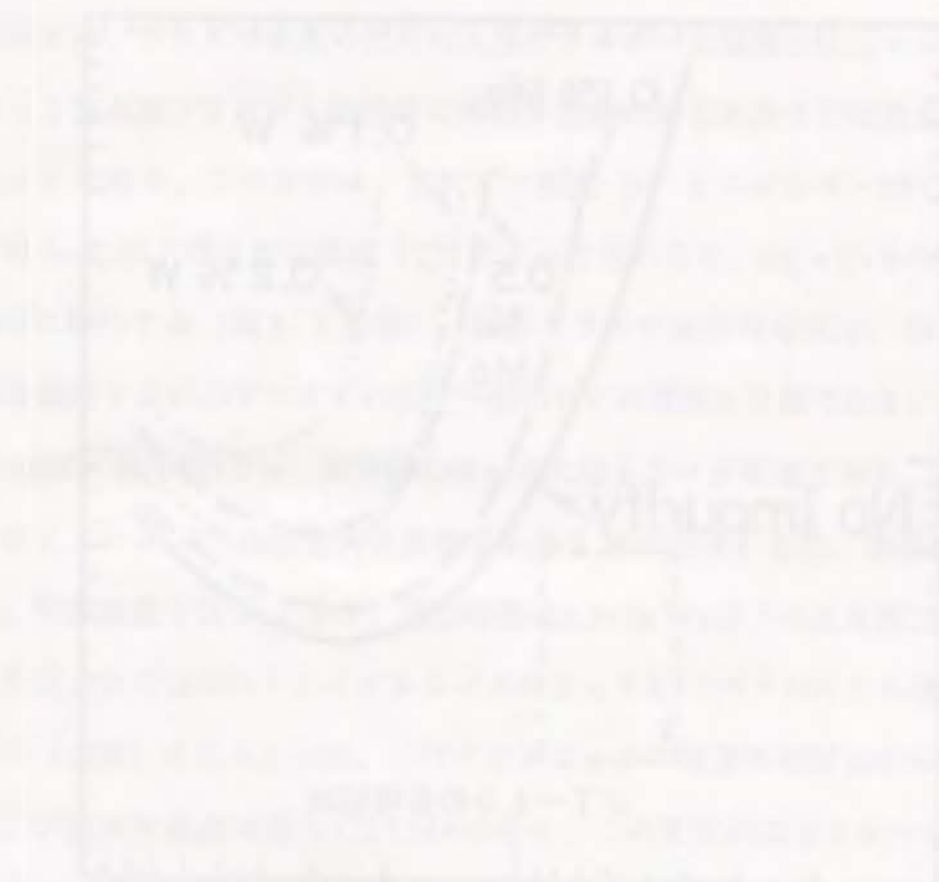
- [3 0] V. A. Vershkov and S. V. Mirnov, Nucl. Fusion 14 (1974) 383.
- [3 1] Doublet III Group, J. Nucl. Mater. 93&94 (1980) 259.
- [3 2] K. Behringer, A. Boileau, and F. Bombarda, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th. Int. Conf. Kyoto), Vol. 1, IAEA, Vienna (1987) 197.
- [3 3] K. W. Hill, V. Arunsalam, M. G. Bell, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th. Int. Conf. Kyoto), Vol. 1, IAEA, Vienna (1987) 207.
- [3 4] G. Fussmann, J. Hofmann, G. Janeschitz, et al., J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 14.
- [3 5] R. C. Isler, L. E. Murray, S. Kasai, D. E. Arnurius, and S. C. Bates, Phys. Rev. Lett., 31 (1981) 649.
- [3 6] J. Allen, G. E. Austin, K. B. Axon, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th. Int. Conf. Kyoto), Vol. 1, IAEA, Vienna (1987) 227.
- [3 7] H. R. Griem, "Plasma Spectroscopy", Mc Graw-Hill, New-York (1964).
- [3 8] S. Suckewer, Phys. Scr. 23 (1981) 72.
- [3 9] C. De Michelis and M. Mattioli, Nucl. Fusion 21 (1981) 677.
- [4 0] R. C. Isler, Nucl. Fusion 24 (1984) 1599.
- [4 1] K. Kadota, M. Otsuka, and J. Fujita, Nucl. Fusion 20 (1980) 209.
- [4 2] 佐藤国憲、分光研究 32 (1983) 157.
- [4 3] S. Suckewer, E. Hinnov, K. Bol, et al., Nucl. Fusion 19 (1979) 1681.
- [4 4] R. J. Fonck, R. J. Goldston, R. Kaita, and D. Post, Appl. Phys. Lett., 42 (1983) 239.
- [4 5] L. C. Johson and E. J. Hinnov, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 13 (1973) 333.
- [4 6] K. H. Behringer, J. Nucl. Mater. 145-147 (1987) 145.
- [4 7] 近藤克己、浜本誠、尾田年允、応用物理 53 (1984) 1042.

- [4 8] W. Engelhardt, EUR 8351-EN Vol.1, Commission of the European Communities, Brussels (1982).
- [4 9] M. Finkenthal, T. L. Yu, S. Lippmann, *Astrophys. J.* 313 (1987) 920.
- [5 0] L. K. Huang, S. Lippmann, B. C. Stratton, et al., *Phys. Rev.* A37 (1988) 3927.
- [5 1] 森一夫、加藤隆子、*応用物理* 52 (1983) 192.
- [5 2] R. Bartiromo, F. Bombarda, and R. G. Giannella, *Phys. Rev.* A32 (1985) 531.
- [5 3] T. Fujimoto, K. Sawada, K. Takahata, et al., *Nucl. Fusion* 29 (1989) 1519.
- [5 4] F. M. Levinton, R. J. Fonck, G. M. Gammel, et al., *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) 2060.
- [5 5] E. Hinnov, in "Atomic and Molecular Processes in Controlled Thermonuclear Fusion" (eds. M. R. C. McDowell and A. M. Ferendeci), Plenum Publishing Corp., New York (1981) 449.
- [5 6] E. Hinnov, F. Boody, S. Cohen, et al., *J. Opt. Soc. Am.* B3 (1986) 1288.
- [5 7] B. Denne, E. Hinnov, J. Ramette, and B. Saoutic, *Phys. Rev.* A40 (1989) 1488.
- [5 8] B. Denne, G. Magyar, and J. Jacquinot, *Phys. Rev.* A40 (1989) 3702.
- [5 9] E. Källne, in "Physics of Highly-Ionized Atoms" (edt. R. Marrus), Plenum Publishing Corp., New York (1989) 245.
- [6 0] T. Kato and K. Masai, *Journale de Physique* C1-349 Suppl. No. 3 (1988).

付図の説明

図1.1 不純物（モリブデンあるいはタングステン）による放射損失を考慮した場合のD-Tプラズマのローソン条件[3]。

×は、1989年までにJT-60の実験で達成された値を示す。



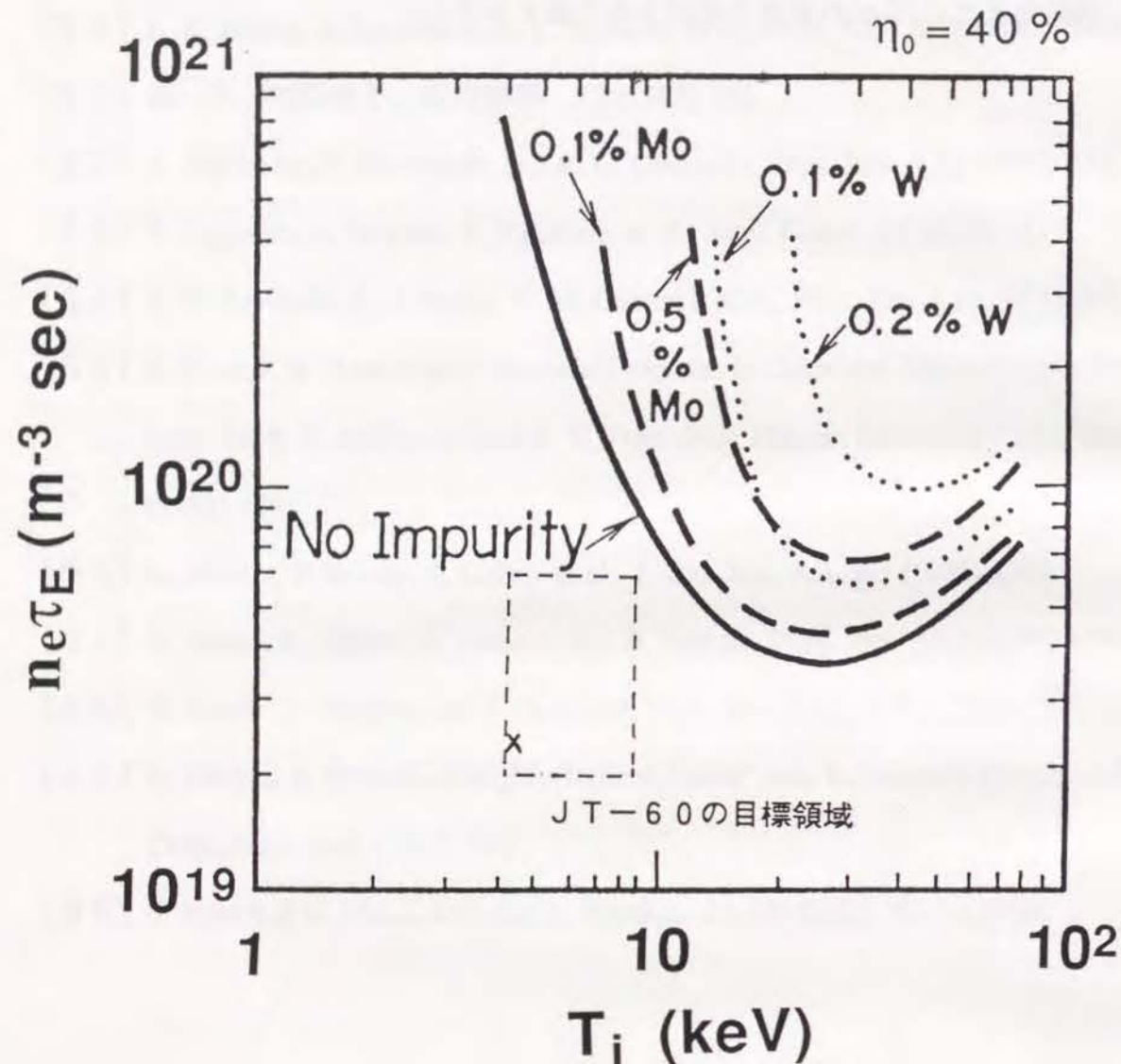


図1.1

JT-60は、トカマク型核融合装置の科学的実証である臨界プラズマ条件の実現および核融合炉心プラズマの開発研究を、主要な目的として建設された[1]。臨界プラズマ条件の実現とは、プラズマ生成のための入力エネルギーと核融合出力エネルギーが等しい重水素-3重水素プラズマと物理的に等価な状態にある水素または重水素プラズマを生成することである。この条件は、プラズマ密度 (n) とエネルギー閉じ込め時間 (τ_E) の積である $n\tau_E$ およびイオン温度 (T_i) によって定められ、 $n\tau_E = 2 - 6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ 、 $T_i = 5 - 10 \text{ keV}$ に相当する (図1.1 参照)。臨界プラズマ条件の実現は、前章で述べたLawson条件を満足する炉心プラズマの特性予測のための重要な目標である。

JT-60は、主半径3.0 m、副半径0.95 mの大型トカマク装置であり、高出力の追加熱装置を備えている。JT-60装置の主要諸元を表2.1に示す。また、各設備の鳥瞰図を図2.1に、平面配置を図2.2示す。真空容器は $1.3 \times 10^{-6} \text{ Pa}$ 以下の超高真空中に排気され、等間隔に配置された18個のトロイダルコイルによって4.5 Tのトロイダル磁場を発生する。動作ガス (水素) を注入した後、ポロイダルコイルの電流の遮断によってプラズマを生成する。プラズマ電流は最大で2.7 MAになる。この電流によってオーム加熱 (OH) された1-2 keV程度の温度のプラズマは、中性粒子入射 (NBI、最大20 MW) や高周波 (RF、最大10 MW) によって追加熱され、その温度が2 keVから10 keV程度になる。中性粒子 (NB) は、通常70 keVのエネルギーで、トカマクの磁力線にはほぼ直角に、斜め上下14ユニットのイオン源から入射される。RF加熱装置としては、低域混成波周波数 (LHRF、1.7-2.3 GHz) 方式とイオンサイクロトロン周波数 (ICRF、110-130 MHz) 方式を採用している。

JT-60の第1壁[2]とプラズマ配位を図2.3および図2.4に示す。第1壁は、その機能からリミター、ダイバーター板、ライナーに大きく分類される。まず、JT-60では、リミターおよびダイバーター板にチタンカーバイト (TiC) で被覆したモリブデン (Mo)、ライナーにTiC被覆のインコネルを用いて、1985年3月に実験を開始した (図2.3(a))。

この期間には、主に外側閉ダイバーター配位（図2.4（a））の実験を中心に、リミター配位（図2.4（b））の実験も行った[3,4]。JT-60のプラズマ電流の最大定格は、リミター配位で2.7 MA、ダイバーター配位で2.0 MAである。トカマクプラズマでは、プラズマ電流が大きいほど、エネルギー閉じ込め性能は一般によくなる。そこで、JT-60では、1987年以降、リミター配位でプラズマ電流を増大することによって、臨界プラズマ条件を達成する方針をたてた。しかし、大電流のリミター放電では、リミターから発生する金属不純物によって生じる放射損失が深刻な問題である。そこで、この不純物による放射損失を軽減するために、第1壁の40%を炭素壁に改造した（図2.3（b））。その結果、プラズマ電流が2.7 MAのリミター放電が可能となり、当初の目標が達成できた[5]。1987年以降の期間は、リミター配位の実験を中心に、ダイバーター配位の実験も行った[6]。その後、Hモードの研究を目的として、下側開ダイバーター配位のための改造を行って実験を続けている[7,8]。

JT-60の計測装置の配置を図2.5に示す。計測器はその測定対象に応じて、電子密度測定システム（A-1）、電子温度測定システム（A-2）、イオン温度測定システム（A-3）、不純物挙動診断システム（A-4）、放射損失測定システム（A-5）、周辺プラズマ監視システム（A-6）に分類される。ここでは、これらの計測器のうち、本研究に直接関係するものについて簡単に述べる。その詳細および他の計測器については参考文献[9]を参照して頂きたい。また、分光器については第4章で詳しく記述することにする。図2.6に本研究に用いた主な計測器の視野を示す。分光器によって得られたデータを解析するためには、電子密度および電子温度の分布が必要である。電子密度は、4つの垂直ポートを通して、サブミリ波干渉計（A-1-a、アルコールレーザーを使用、波長118.8 μm ）とミリ波干渉計（A-1-b、Extended Interaction Oscillatorを使用、波長2 mm）を用いて測定される。また、電子密度の相対的な空間分布はレーザー散乱（A-2-c、ルビースレーザー使用、空間分解能約0.2 m）によっても得られる。電子温度分布は、レーザー散乱と、フーリエ分光器（A-2-a）による電子サイクロトロン放射の測定によって得られる。不純物に関する研究において重要となる放射損失は、15チャンネルのボロメー

ターアレイ（A-5-d）を用いて測定される。また、軟X線の波高分析器（A-5-a、ゲルマニウム検出器）によって金属不純物や電子温度の情報が得られる。

第2章 参考文献

- [1] JT-60 team: T. Abe, H. Aikawa, H. Akaoka, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th. Int. Conf. Kyoto), Vol. 1, IAEA, Vienna (1987) 11.
- [2] 中村博雄、JAERI-M 88-247, 日本原子力研究所 (1988).
- [3] JT-60チーム、JAERI-M 87-009, 日本原子力研究所 (1987).
- [4] JT-60チーム、JAERI-M 87-113, 日本原子力研究所 (1987).
- [5] JT-60 Team (presented by M. Nagami), JAERI-M 87-205, Japan Atomic Energy Research Institute (1987).
- [6] JT-60チーム、JAERI-M 88-063, 日本原子力研究所 (1988).
- [7] JT-60 Team, JAERI-M 89-033, Japan Atomic Energy Research Institute (1987).
- [8] JT-60 Team, JAERI-M 90-066, Japan Atomic Energy Research Institute (1990).
- [9] 核融合研究 別冊59 (1988).

表2.1 JT-60の主要諸元

Item		Units	Value
Major radius (R)		m	3.0
Minor radius (a)		m	0.95
Aspect ratio (R/a)		—	3.16
Toroidal field		T	4.5
Plasma current		MA	2.7
Duration time		sec	5 ~ 10
Additional heating power	NB	MW	20
	RF	MW	10

付図の説明

図 2. 1 JT-60の各設備の鳥瞰図。

図 2. 2 JT-60の各設備の平面配置。

図 2. 3 JT-60の第1壁。

金属壁を用いた実験 (a) と炭素壁を用いた実験 (b) を行った。

図 2. 4 JT-60で採用したプラズマ配位。

(a) ダイバーター配位、(b) リミター配位。

図 2. 5 JT-60の計測装置の配置。

図 2. 6 本研究に用いた主な計測器の視野。

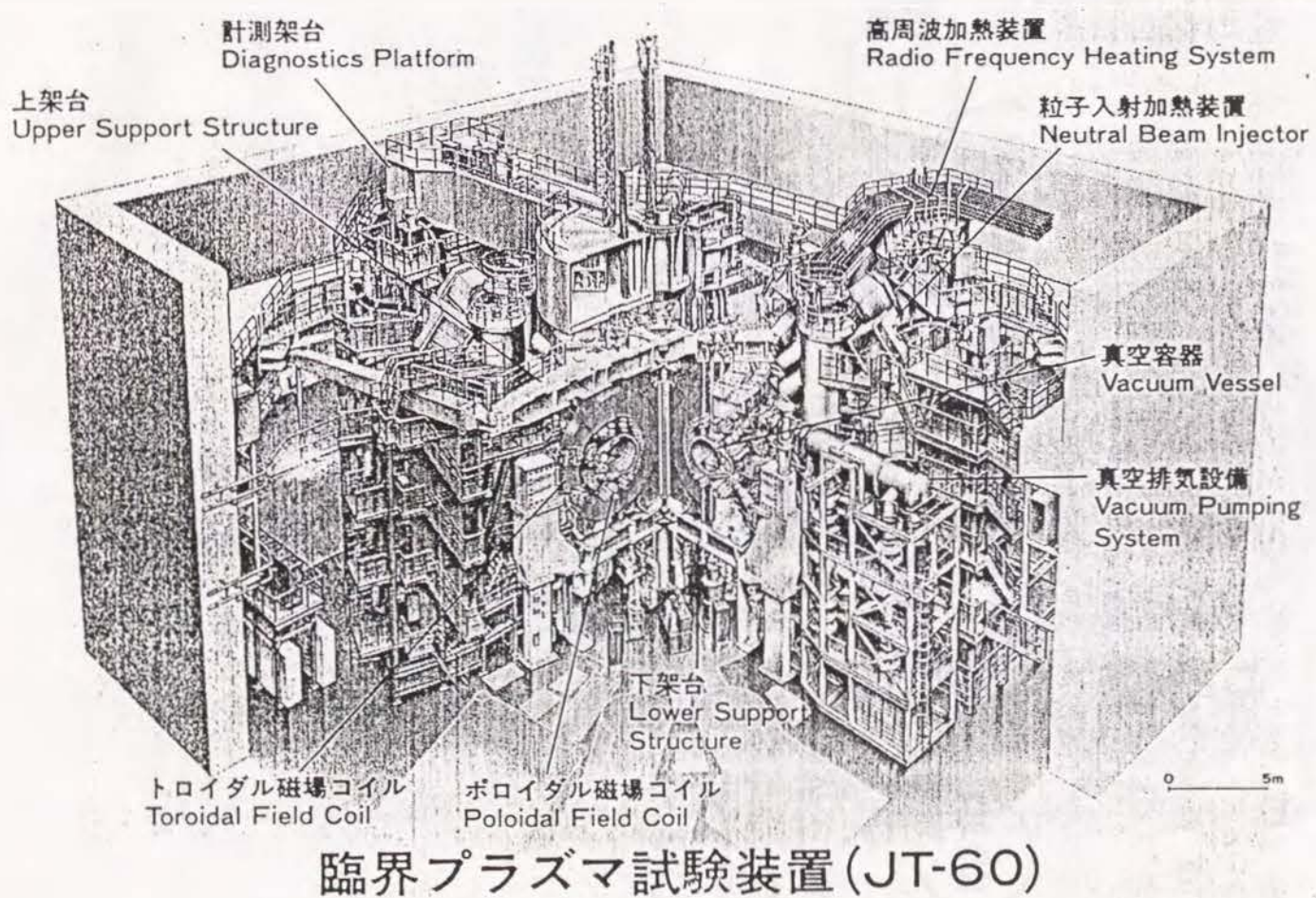


図 2. 1

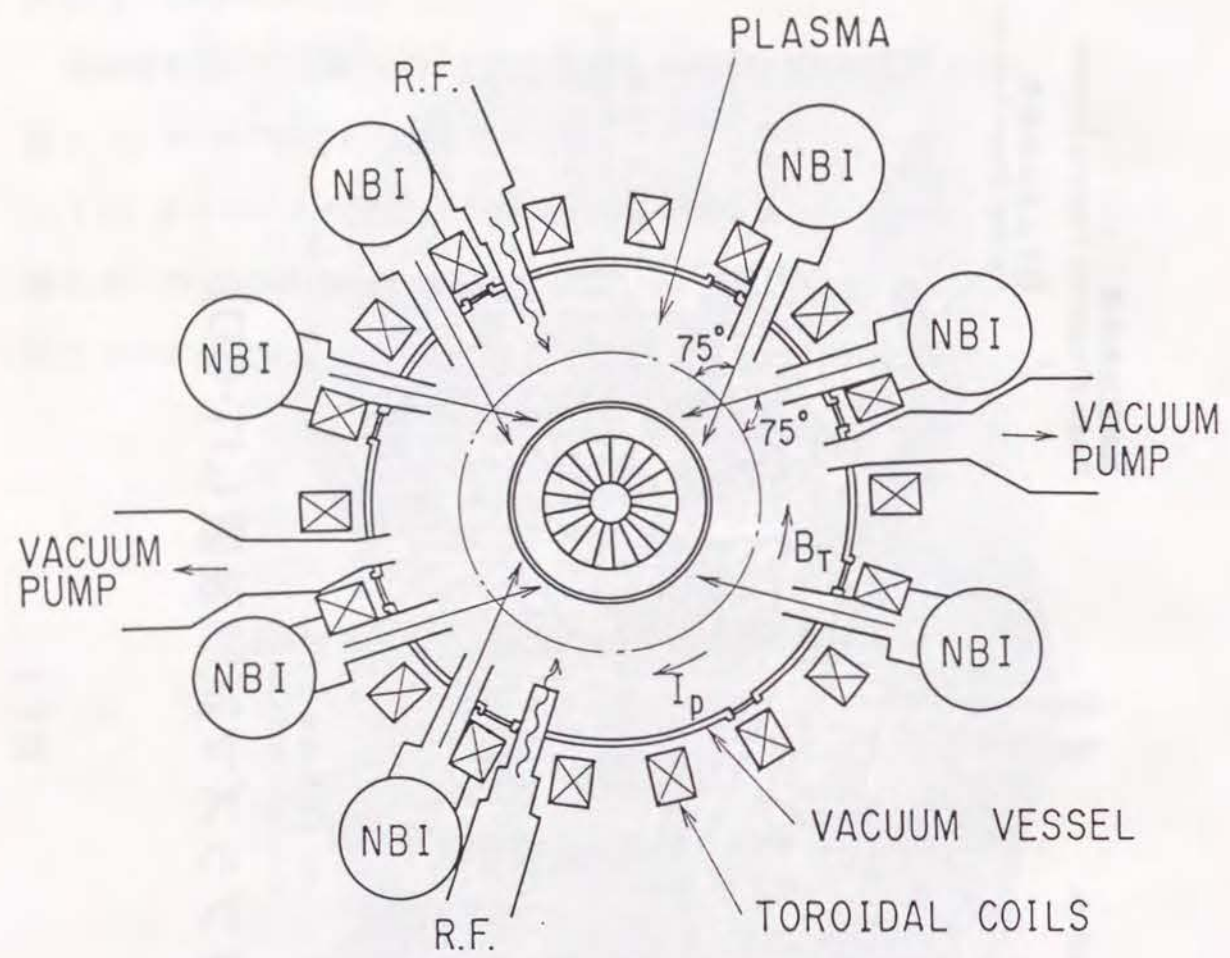


图 2.2

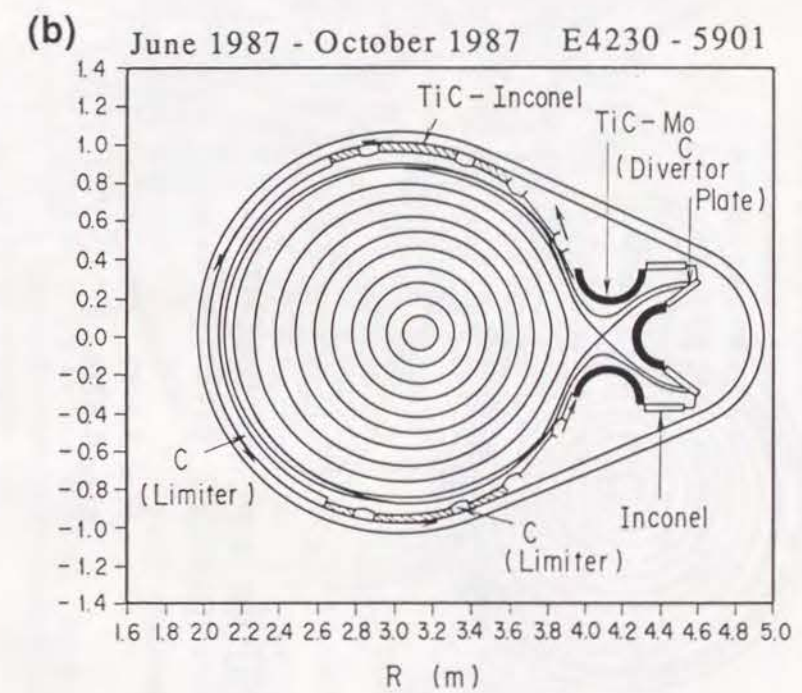
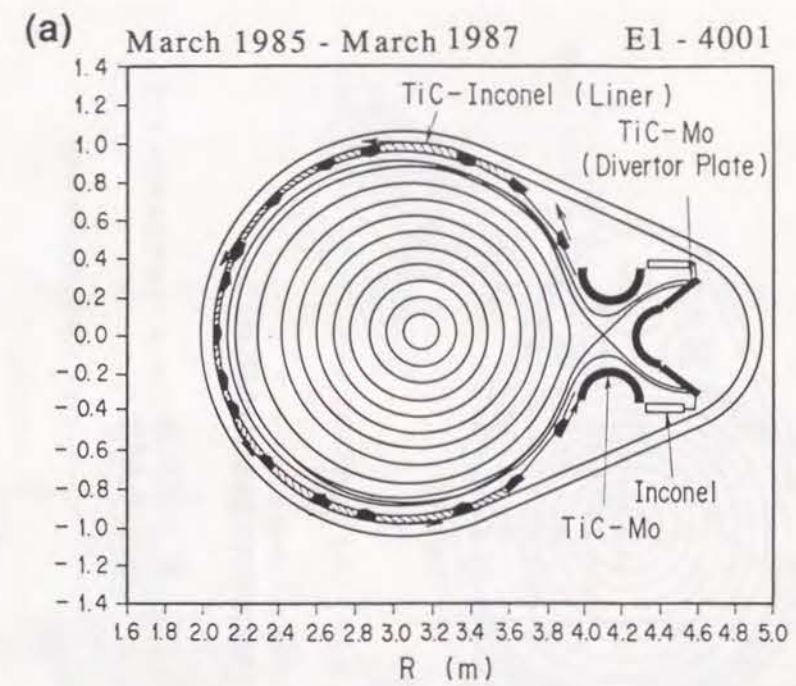


图 2.3

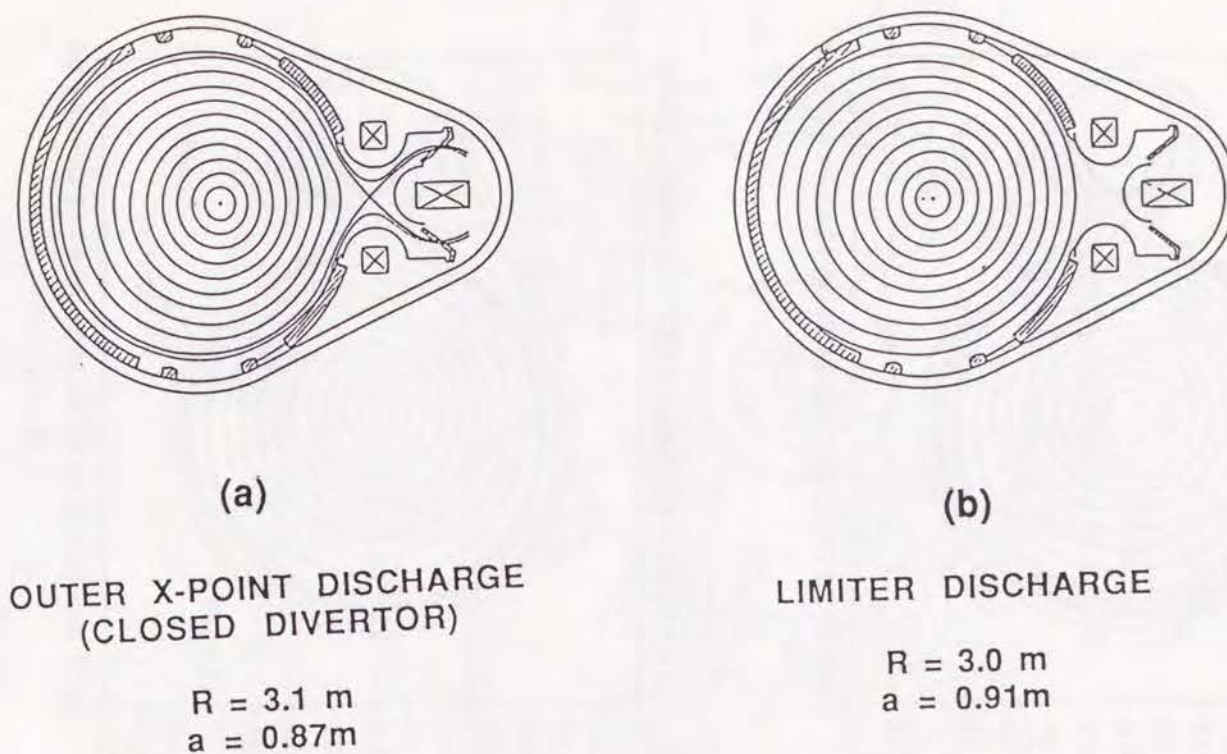


図 2.4

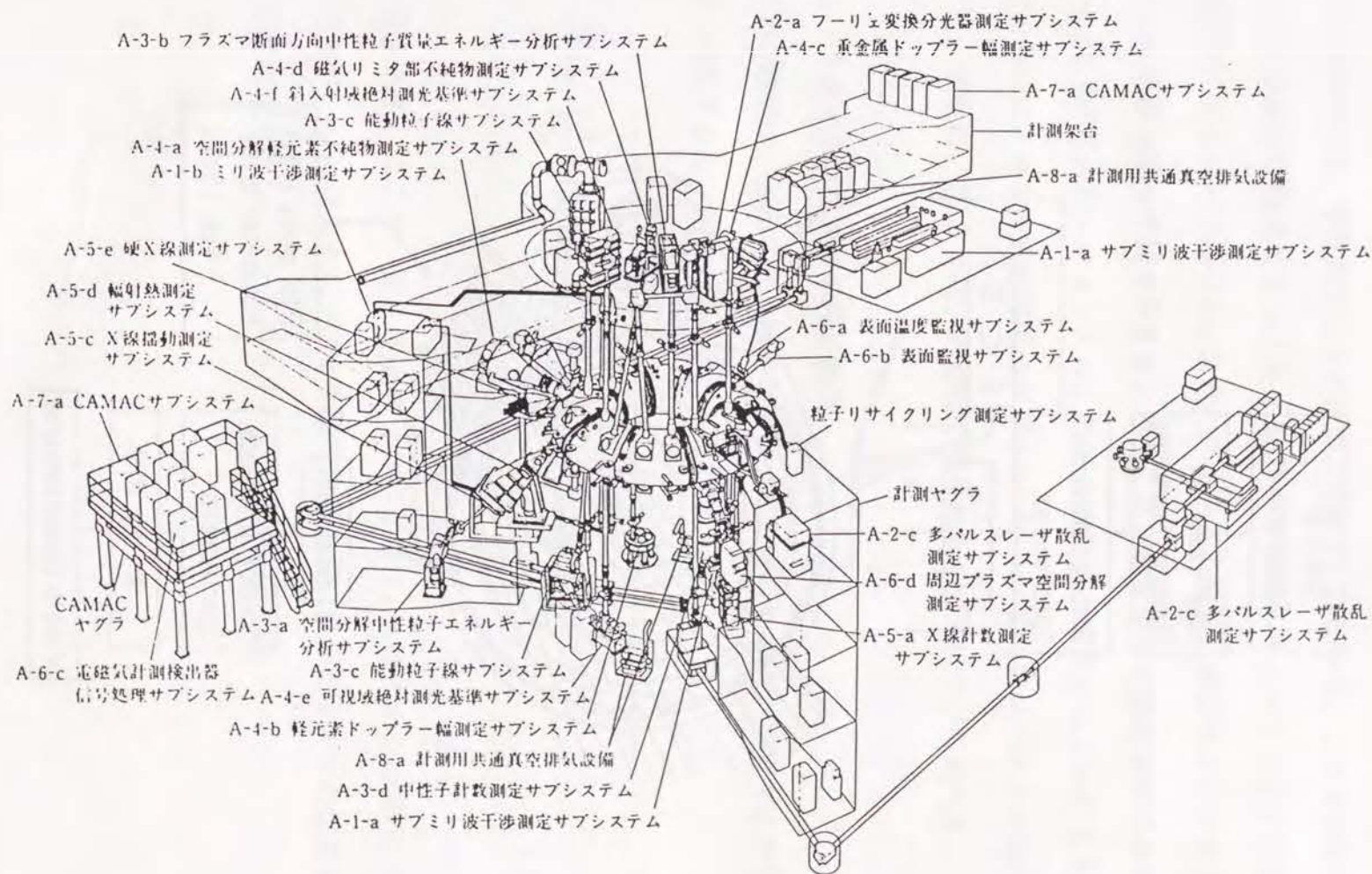


図 2.5

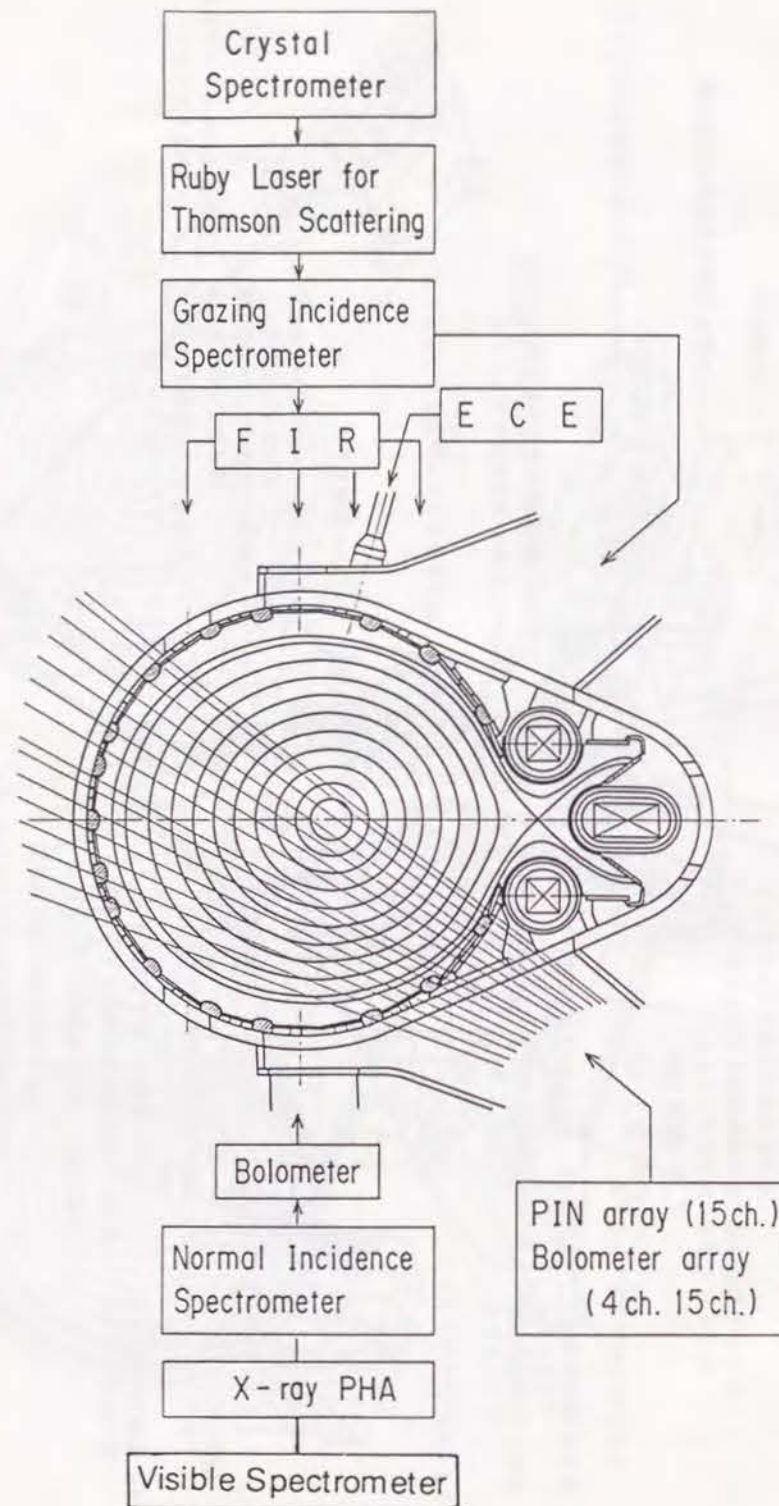


図 2.6

プラズマ中には、中性原子、イオンおよび電子が存在する。これら粒子の密度分布は、粒子の生成および輸送によって決まる。3.1ではトカマクプラズマで用いられる粒子の輸送モデルについて述べる。また、スペクトル線は、原子およびイオンの励起状態からの自然遷移に伴って発せられる。スペクトル線を発する励起準位にある原子およびイオンの数（ポピュレーション）は、粒子の衝突および放射によってきまる。3.2では原子あるいはイオンの励起準位のポピュレーションまたはスペクトル線の強度について述べる。最後に、3.3では、本研究で用いられるモデルについて述べる。

3.1 トカマクプラズマの粒子輸送

粒子の密度は、連続の式を解くことによって得られる[1]。トカマクを円柱対称のプラズマで近似すると、連続の式は半径方向についての1次元となり、

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_j) + I_{j-1} n_{j-1} - (I_j + R_j) n_j + R_{j+1} n_{j+1} - \frac{n_j}{\tau_{//}} \quad (3.1)$$

で表現される。ここで、添え字 j はイオンの電離度、 n_j はイオンの密度、 I_j は電離率、 R_j は再結合率、 $n_j/\tau_{//}$ はスクレープオフ層での磁力線に沿ったイオンの損失を表す。 Γ_j は半径方向の流速を表し、ランダムウォークの拡散の場合は、

$$\Gamma_j = -D \frac{\partial n_j}{\partial r} \quad (3.2)$$

で表現される。ここで D は拡散係数を示す。トカマクでは粒子の内側への流れが観測されている[2,3]ので、その項を加えると、

$$\Gamma_j = -D \frac{\partial n_j}{\partial r} + v n_j \quad (3.3)$$

と表される。ここでは、内側への流れ (v) を、密度分布のピーク度を表す定数 (c_v) を用いて、

$$v(r) = -c_v \frac{2D}{a} \frac{r}{a} \quad (3.4)$$

で表現する。ここで、 a はプラズマ副半径を示す。この表現は、定常状態の時、その粒子の全体 ($n = \sum n_j$) の分布が、

$$n(r) = n(r=0) \exp(-c_v r^2/a^2) \quad (3.5)$$

となることに対応する。輸送係数 (D , c_v) は、不純物が瞬間的に流入した後のその不純物のスペクトル線強度の時間変化、不純物のスペクトル線強度の空間分布を解析することによって実験的に求められ、一般に大型トカマクでは、 D は $1 \text{ m}^2/\text{sec}$ 程度、 c_v は 1 程度の大きさである[4-6]。

トカマクプラズマの中心部のイオンに対しては、粒子閉じ込め時間が長く、上記の輸送の影響が比較的小さくなる。この場合には、次の電離平衡が良い近似となる。

$$\left[\frac{n_{j+1}}{n_j} \right]_{\text{IB}} = \frac{I_j}{R_{j+1}} \quad (3.6)$$

この電離平衡の式は、電子密度が低いときには、次の式 (コロナ平衡) で近似され、電

子温度のみの関数で与えられる。

$$\left[\frac{n_{j+1}}{n_j} \right]_{\text{IB}} = \frac{S_j(0)}{\sum_p \beta_{j+1}(p)} \quad (3.7)$$

ここで、 $S_j(0)$ は電離度 j のイオンの基底状態に対する電離係数を、 $\beta_{j+1}(p)$ は電離度 $j+1$ のイオンの基底状態から電離度 j のイオンの準位 p への放射再結合および二電子性再結合の係数を示す。また、周辺プラズマの低電離イオンに対しては、再結合の影響が比較的小さくなり、輸送過程と電離過程の釣合で、イオン比が決定される。

3.2 励起準位のポピュレーションとスペクトル線強度

スペクトル線は、原子あるいはイオンが励起状態からエネルギーの低い状態へ遷移する時に放出される。スペクトル線の発光率は、 $\epsilon_j(p, q) = A_j(p, q) n_j(p)$ で表せる。ここで、添え字 j は原子あるいはイオンの電離度を表し、添え字 p, q はエネルギー準位を、 $A_j(p, q)$ はエネルギー準位 p から q への自然放射確率を示す。 $n_j(p)$ は電離度 j のイオンの準位 p のポピュレーションを示し、図 3.1 に示された衝突放射過程を考えると、これに対する速度 (レート) 方程式は、次のように表される[7]。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} n_j(p) = & \sum_{q < p} C_j(q, p) n_e n_j(q) - \left\{ \left[\sum_{q < p} F_j(p, q) + \sum_{q > p} C_j(p, q) + S_j(p) \right] n_e \right. \\ & \left. + \sum_{q < p} A_j(p, q) \right\} n_j(p) + \sum_{q > p} \left\{ F_j(q, p) n_e + A_j(q, p) \right\} n_j(q) + [\alpha_{j+1}(p) n_e + \beta_{j+1}(p)] n_{j+1} n_e \end{aligned} \quad (3.8)$$

ここでは、エネルギー準位を示す添字 (pあるいはq) を、基底準位を0としてエネルギーの低い順から番号付けする。 $C_j(p,q)$ と $F_j(p,q)$ は、それぞれ電子衝突による励起係数と脱励起係数を示す。また、 $S_j(p)$ は電離係数を、 $\alpha_j(p)$ は3体再結合の係数を示す。たいていのプラズマでは、励起準位のポピュレーションの緩和時間がプラズマの電子温度および密度の変化する特徴的な時間に比べて十分短いので、励起準位についての時間微分の項は無視でき、励起準位pについては連立方程式となる。これは準静的な衝突放射モデルと呼ばれ、ポピュレーションを取り扱う一般的なモデルである。

準静的な衝突放射モデルの解は次のように表現できる。

$$n_j(p) = Z(j,p)r_0(j,p)n_{j+1}(0)n_e + [Z(j,p)/Z(j,0)]r_1(j,p)n_j(0) \quad (3.9)$$

ここで、 $Z(j,p)$ はサハボルツマンの係数であり、熱平衡時のポピュレーションを与える。また、 $r_0(j,p)$ および $r_1(j,p)$ は電子温度および電子密度に依存する係数である。この式は、j価のイオンの励起準位pのポピュレーション ($n_j(p)$) が、j+1価のイオンの基底準位のポピュレーション ($n_{j+1}(0)$) によって決定される項 (第1項) とj価のイオンの基底準位のポピュレーション ($n_j(0)$) によって決定される項 (第2項) の和で表現できることを示す。また、励起準位のポピュレーションが基底準位のポピュレーションに比べて小さい場合には、前節で述べたイオンの密度を基底準位のポピュレーションとしてよい。

水素様イオンに対する衝突放射モデルに基づいた議論から次のことがわかっている。励起準位のポピュレーション (式 (3.9)) の性質は、プラズマの実際の「電離度」 (n_{j+1}/n_j) と電子温度および電子密度で決る電離平衡の値 $[n_{j+1}/n_j]_{\text{IB}}$ (式 (3.6)) との大小関係で大きく異なる。 $n_{j+1}/n_j = [n_{j+1}/n_j]_{\text{IB}}$ が成立すれば、式 (3.9) の第1項は (電子温度が低くなければ) 電子密度によらず局所熱平衡のもとでの値に近く、低電子密度のときは第2項は第1項の数倍の値をもつ。電子密度が高い場合には、第1項と第2項を合わせたものは正確に局所熱平衡の値をとる。 $n_{j+1}/n_j < [n_{j+1}/n_j]_{\text{IB}}$ である状況を「電離プラズマ」と呼び、このときは第2項が主要となる。また、 $n_{j+1}/n_j > [n_{j+1}/n_j]_{\text{IB}}$ の状況を「再結合プラ

ズマ」と呼び、このときは第1項が主要となる。

トカマクプラズマでは、周辺プラズマ領域の水素や低電離不純物イオンは、プラズマ中心方向へ輸送され電離される過程にあり、典型的な「電離プラズマ」である。したがって、励起準位のポピュレーション ($n_j(p)$) は、式 (3.9) の第2項に従って、j価のイオンの基底準位のイオン密度 ($n_j(0)$) に比例する。中心部では電離平衡がよい近似で成立し、またトカマクプラズマは高電離イオンに対しては低密度プラズマであるので、定量的に厳密な議論をするのではない限り、第1項は無視できる。他方、周辺プラズマ領域の高電離イオンは、プラズマ中心から輸送され再結合する過程にある。ここでは、電子温度が低いので、基底状態からの衝突による励起状態の生成率 (第2項に対応する) が小さく、再結合による生成率 (第1項に対応する) が大きい。この場合には、第1項の寄与が無視できない[8]。しかし、周辺プラズマ領域の高電離不純物イオンのスペクトル線強度は、内部領域からのスペクトル線強度に比べて非常に小さい。従って、プラズマの中心部を見込む視線で観測されたj価のイオンのスペクトル線の強度は、 $n_j(0)$ によって決定される第2項に起因するものとして取り扱える。

式 (3.9) の第2項は、j価のイオンの基底状態および励起状態の間の遷移によって決定される。しかし、トカマクプラズマのような低密度プラズマでは、不純物イオンの共鳴線を発する励起状態は、主に基底状態から衝突遷移によって生成され、主に自然放射で消滅する。この場合には、次に示す励起と自然放射のつりあいの式が成り立つ。

$$n_en_j(0)C_j(0,p) = n_j(p)\sum_{q<p} A_j(p,q) \quad (3.10)$$

これをコロナモデルという。この式から、励起準位pからp'への遷移に伴うスペクトル線の発光率は、

$$\varepsilon_j(p,p') = n_e n_j(0) C_j(0,p) \frac{A_j(p,p')}{\sum_{q < p} A_j(p,q)} \quad (3.11)$$

で表現される。この式を用いて、線強度からイオン密度が評価できる。コロナモデルは、不純物のスペクトル線強度の解析に広く用いられる。しかし、準安定状態の寄与が大きい励起状態や水素原子の励起状態などを取り扱う場合には、励起状態間の遷移を考慮する必要がある。

図3.1では取り扱わなかった過程が重要となる場合がある。例えば、内殻電離による励起状態の生成が、ヘリウム様の重イオン[9]やリチウム様の軽元素イオン[10]などでみられる。重イオンの基底電子配置内の遷移に伴う禁制線では、プロトン衝突の過程が重要である[11]。周辺プラズマでは、水素原子から荷電交換によって励起状態が生成される過程が重要となる場合がある[8]。また、水素原子の励起状態は、水素分子からも生成される[12]。

3.3 本研究において用いられるモデル

第6章および第7章の不純物研究では、3.1に述べた連続の式(式(3.1))を定常および非定常で解く1次元不純物輸送コード[13,14]を用いる。このコードでは、金属不純物については参考文献[15]に、軽元素については参考文献[16]に与えられたデータを用いる。再結合の過程として、3.1で述べた放射再結合および2電子性再結合の他に、水素原子との荷電交換による再結合[17]を考慮する。また、スペクトル線強度を3.2で述べたコロナモデル(式(3.11))に従って計算する。第6章および第7章で議論するスペクトル線を発する状態への励起係数については、個々に信頼性の高いデータを用いる[18]。

3.2で述べた準静的な衝突放射モデルを、Ti XXIIのライマン α 線の解析(第8章)に用いる。主量子数50までの(主量子数4までは微細構造を区別した)準位を個別の準

位として速度方程式を解くコードを使う[19]。このコードでは、図3.1に示した過程の他、イオン衝突によるものを含む。また、第8章ではこのコードでは考慮されていない種々の過程についても議論する。

第3章 参考文献

- [1] R. A. Hulse, TFTR/JET INTOR Workshop on Plasma Transport in Tokamaks, 1984, PPPL-2182, Princeton Plasma Physics Lab. (1985).
- [2] V. I. Gervides and S. V. Krupin, Soviet Phys. JETP Letters 18 (1973) 106, MATT-TRANS-109, Princeton Plasma Physics Lab. (1973).
- [3] V. A. Vershkov and S. V. Mirnov, Nucl. Fusion 14 (1974) 383.
- [4] K. Behringer, A. Boileau, F. Bombarda, et al. in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th. Int. Conf. Kyoto), Vol. 1, IAEA, Vienna (1987) 197.
- [5] B. C. Stratton, S. A. Cohen, F. P. Boody, et al., J. Nucl. Mater. 145-147 (1987) 587.
- [6] Y. Koide, T. Hirayama, T. Sugie, et al., Nucl. Fusion 28 (1988) 1835.
- [7] 藤本孝、分光研究 34 (1985) 347.
- [8] J. E. Rice, E. S. Marmor, E. Källne, and J. Källne, Phys. Rev. 35 (1987) 3033.
- [9] M. Bitter, K. W. Hill, M. Zarnstorff, et al., Phys. Rev. 32 (1985) 3011.
- [10] T. Kato, K. Masai, and K. Sato, Phys. Letters 108A (1985) 259.
- [11] S. Suckewer, E. Hinnov, K. Bol, et al., Nucl. Fusion 19 (1979) 1681.
- [12] T. Fujimoto, K. Sawada, K. Takahata, et al., Nucl. Fusion 29 (1989) 1519.
- [13] T. Hirayama, K. Tani, M. Azumi, et al., JAERI-M 82-204, Japan Atomic Energy Research Institute (1982).
- [14] T. Hirayama, T. Takizuka, T. Shimada, et al., J. Nucl. Mater. 128&129 (1984) 271.
- [15] D. E. Post, R. V. Jensen, C. B. Tarter, W. H. Grasberger, and W. A. Lokke, Atomic Data and Nuclear Data Tables 20 (1977) 397.
- [16] R. J. Hawryluk, S. Suckewer, and S. P. Hirshman, Nucl. Fusion 19 (1979) 607.
- [17] Y. Kaneko, T. Arikawa, Y. Itikawa, et al., IPPJ-AM-15, Nagoya University (1980).
- [18] 久保博孝、杉江達夫、逆井章、JAERI-memo 61-051, 日本原子力研究所 (1986) 内部資料.

- [19] N. N. Ljepojevic, R. J. Hutcheon, and J. Payne, Comput. Phys. Commun. 44 (1987) 157.

付図の説明

図 3.1 プラズマ中での衝突放射過程。

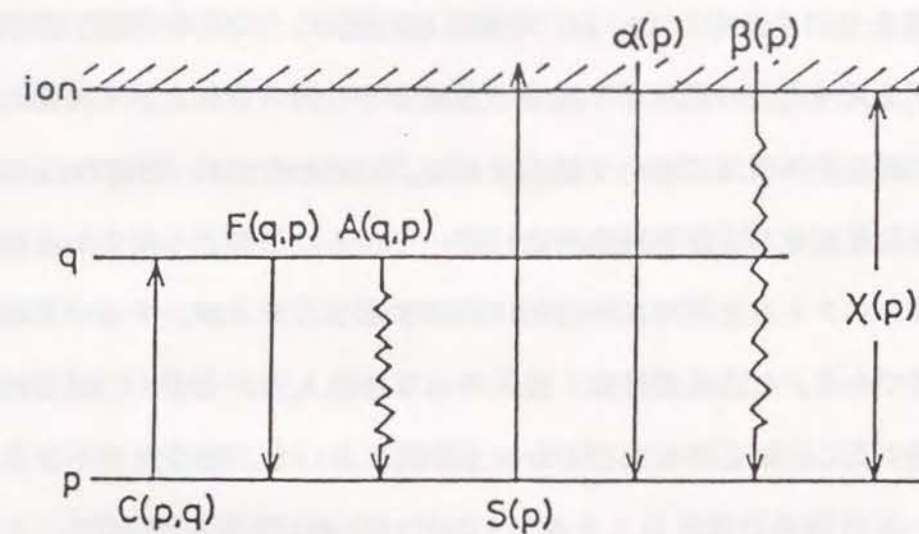


図 3.1

トカマクプラズマでは、電子温度の高く、不純物の発光スペクトルの波長がX線領域から可視領域まで広く分布している。可視領域の光は、プラズマ実効電荷数 (Z_{eff}) の測定およびプラズマ周辺の低電離不純物の診断などに用いられる。不純物の主要なスペクトル線は、真空紫外領域において観測される。X線領域では、金属のK α 線がプラズマ中心のイオン温度測定および不純物測定に用いられる。このように広い波長領域に分布する不純物のスペクトルを同時に総合的に計測するシステムが、トカマクの不純物研究において必要である。この必要性は、投入される加熱入力が大きく、限られた数の放電を有効に利用することが必要な大型トカマク装置において、更に大きくなる。

JT-60では、不純物挙動診断システム (A-4) [1] と呼ばれる分光器群によって、不純物のスペクトルの総合的な観測を行っている。4.1では、このシステムについて簡単に記述する。不純物診断のために最も重要である真空紫外領域で、多数のスペクトル線を同時に観測できる平面結像型多チャンネル斜入射分光器を開発した。4.2では、この分光器の設計開発について詳しく述べる。最後に、4.3で本章のまとめを行う。

4.1 JT-60の不純物挙動診断システムの概要

不純物挙動診断システムの配置図を図4.1に示す。このシステムを構成するのは、真空紫外多チャンネル分光器 (空間分解軽元素不純物測定サブシステムA-4-a, 磁気リミター部不純物測定サブシステムA-4-d) [2]、真空紫外直入射分光器 (A-4-b) [3]、結晶分光器 (A-4-c) [3]、可視分光器 (A-4-e) [4]、ローランド型斜入射分光器 (A-4-f) [4] である。

真空紫外多チャンネル分光器には、4種類の斜入射型のものと1種類の直入射型のものがある。図4.2に斜入射分光器の概略図を、図4.3に直入射分光器の概略図を示す。また、表4.1にそれぞれの分光器の主要性能を示す。いずれも外形の同じ小型のユニット型分光器であり、観測目的に応じて実装するユニットを交換できる。この斜入射分

光器の詳細については次節で述べる。空間分解軽元素不純物測定サブシステム (A-4-a) の真空容器内には、この分光器を縦方向に17段、横方向に2列、合計34個格納できる棚が用意されている。分光器をこの棚に配置することによって、プラズマの上半分を17の異なる視野で観測することができる。現状では、その棚に4台の分光器を内蔵している。なお、第6章および第7章の不純物研究では、プラズマ中心を通る視線に配置された分光器によって得られたデータを取り扱う。また、磁気リミター部不純物測定サブシステム (A-4-d) は、外側ダイバーターの時のX点周辺を観測するように設置されており、2台の真空紫外多チャンネル分光器が内蔵されている。

真空紫外直入射分光器 (A-4-b) は、ローランド円の直径が1.2 mのローランド型であり、多チャンネル受光器 (4.2.2参照) を装備している。表4.2にその主要特性を示す。この分光器の波長範囲は1000-2350 Åであり、軽元素不純物のスペクトル線あるいは金属不純物の禁制線のドップラー拡がりを観測して、周辺プラズマのイオン温度を決定するために用いられる。

結晶分光器 (A-4-c) は、チタンあるいはニッケルの水素様およびヘリウム様のイオンのスペクトル線のドップラー拡がりを観測して、プラズマ中心のイオン温度を導くために用いられる。図4.4にその模式図を、表4.3にその主要特性を示す。ローランド円の直径が2.5 mのヨハン型であり、真空容器中心を通る視線で上方からプラズマを観測するように設置されている。多チャンネル受光器 (4.2.2参照) が装備されており、共鳴線と同時にサテライト線が観測できる。波長走査は、結晶を回転し、ローランド円を動かし、検出器を測定波長に対応する位置に移動させることによって行われる (図4.4)。

可視分光器 (A-4-e) の主要特性を表4.4に示す。この分光器は、焦点距離が50 cmのツェルニター型であり、2000-7000 Åの波長域のスペクトル線を写真測光あるいは光電測光するために用いられる。標準光源 (タングステンリボン電球および重水素ランプ) を用いて絶対感度校正されている。この分光器は、次に述べるローランド型斜入射分光器に正対した配置でプラズマを観測し、原子分岐線対法による斜入射分光器の感

度校正 (5.1 参照) の基準として用いられる。また、 Z_{eff} の測定に利用される。ただし、炭素壁を用いた実験の一時期には、図 4.1 に示した垂直下ポートが利用できなかったため、空間分解軽元素不純物測定サブシステムの位置から光ファイバーを通じて観測した。

ローランド型斜入射分光器 (A-4-f) の主要特性を表 4.4 に示す。この分光器は、15 - 1300 Å の波長域のスペクトル線を写真測光あるいは光電測光するために用いられる。図 4.5 に写真測光の結果の 1 例を示す [5]。この分光器は、多チャンネル受光器を用いた分光器に比べて、時間分解能にすぐれ、また弱いスペクトル線の観測が可能である。原子分岐線対法を用いて絶対感度校正が行われており (5.1 参照)、不純物の定量測定および真空紫外多チャンネル分光器の検出感度の基準に利用される。

4.2 平面結像型多チャンネル斜入射分光器

大型トカマク装置の追加熱を行なう実験は、1 放電ごとに条件を変えて最適なプラズマを見つけることになり、各放電ごとに多数のスペクトル線を (特に真空紫外領域において) 空間的な分布も含めて同時に計測することが要求される [6,7]。従来の電子増倍管などを用いた光電測光では波長走査が困難であったので、広い波長範囲で多数のスペクトル線を同時に測定する場合、写真測定によるのが通例であった。また、真空紫外域の分光測定には回折格子の反射率を大きくするために斜入射分光器が用いられてきたが、この分光器は、一般にローランド型を基本とし、結像面が円弧状に湾曲しているため、多チャンネル受光器が利用できなかった。しかし最近では、回折格子の製作技術の進歩によって、結像面を平面にすることが可能となり、多チャンネル受光器を利用したポリクロメーターが真空紫外領域においても製作できるようになった。Fonck 他によってトロイダル面をもつホログラフィック回折格子を用いた分光器 [8,9]、北他によって機械制御により製作された回折格子を用いた分光器 [10,11] が開発された。

従来のスペクトル線の空間分布の測定は、放電ごとに分光器の視野を変えるか、回転鏡を用いて観測する視野を走査して行われていた。しかし、放電ごとに観測する方法で

はプラズマの再現性が要求され、かつ数多くの放電が必要となり、JT-60 のような大型装置の実験には不適當である。また、回転鏡を利用する方法は、鏡の反射によって短波長のスペクトル線の光量が減少するので現実的ではない。

JT-60 では、平面結像型の小型分光器を開発し、それを複数並べることによって、上記の二つの要求 (真空紫外領域の広い波長範囲および空間分布を同時に測定すること) を満たすことを可能にした。4.2.1 では分光器について、4.2.2 では受光器について、4.2.3 ではこの分光器を用いてプラズマを観測した結果例について述べる。最後に、4.3 で本章のまとめを行う。

4.2.1 分光器

平面結像型斜入射分光器は、以下の性能を満たすように設計された。

- 1) 結像面が平面であり、そこに多チャンネル受光器を置いた場合に、受光器に 30° 以下の入射角で光が入ること。
- 2) 波長範囲がそれぞれ 5 - 50 Å, 5 - 500 Å, 20 - 500 Å, 500 - 1220 Å であること。
- 3) 外形が同じで、小さく、取り扱いが容易であること。
- 4) 波長分解能が、 $\lambda/\Delta\lambda$ で 150 以上あること。

結像特性は、回折格子の刻線形状によって、一意的に決まる [12,13]。ここでは、平面結像を得るために、ホログラフィック回折格子 [14-16] を用いた。

まず、測定する波長範囲を決めると、反射の臨界角から入射角が定まる。次に、回折格子上の任意の点について、フェルマーの原理を用いて収差のない条件に最も近くなるようにする。この時、平面結像の条件を加えなければならない。これらの条件より回折格子の刻線を記録するレーザーの設定が決まる。また、受光器を結像面に設定して目的の波長範囲を測定するという条件より、回折格子の刻線の間隔が決定される。実際の光学素子の配置は、結像が最も良くなるように光線追跡を用いて決定した。図 4.6 に、プラズマ周辺領域測定ユニット (表 4.1 参照) の光線追跡の結果を示す。表 4.5 に各分光器の主なパラメーターを表す。ここで、 r_s は入射スリットから回折格子までの距離、

r_b は回折格子から結像面までの距離を表す。 ϕ は、回折光が結像平面に入射する時の角度を示す。また、 a , b は結像位置を表すためのパラメーターであり、 l は像面の長さを示す。結像位置は

$$r_b = b/(\sin\beta - a \sin\alpha) \quad (4.1)$$

と表現される。ここで β は出射角を表す。格子定数 ($1/\sigma$) は、回折格子上で緩やかに変化する。例としてプラズマ周辺領域測定ユニットの格子定数の変化を図4.7に示す。

次に、各波長の像面での位置について述べる。回折の式は、

$$\sin\alpha + \sin\beta = m\lambda/\sigma \quad (4.2)$$

と表される。ここで、 α は入射角、 m は次数、 σ は刻線の間隔を示す。この式から、波長 (λ) の結像位置 (l) は、

$$l = r_b \sin(\beta - \beta_0)/\cos(\beta - \beta_0 + \phi_0) \quad (4.3)$$

となる。ここで、 l は受光器上で基準となる波長 (添字0を付けて表現する) の結像位置からの距離を表す。また、逆線分散 ($d\lambda/dl$) は、

$$d\lambda/dl = \sigma \cos\beta \cos\phi/mr_b \quad (4.4)$$

で与えられる。ここで

$$\phi = \beta - \beta_0 + \phi_0 \quad (4.5)$$

の関係にある。図4.8に各分光器について、波長と結像位置の関係を示す。

4.2.2 受光器

真空紫外多チャンネル分光器、真空紫外直入射分光器、および結晶分光器の検出器として、高感度多チャンネル受光器を開発した。この多チャンネル受光器の概略を図4.9に示す。また、表4.6に主な性能を、表4.7に各部の構造を示す。

入射した光はマイクロチャンネルプレート (MCP) の入射側に形成された沃化セシウム (CsI) の光電変換面において電子に変換され、2段のMCPによってその入射位置情報を保ちつつ増倍される。MCPにはそれ自体でも対象とする波長領域で光電変換の効果があるが、CsIをコーティングすることによって更に感度が上昇する。図4.10に各種光電面の比較を、図4.11にCsIの光電特性を示す[17,18]。MCPには1段で $10^3 - 10^4$ 程度の増倍率があり、2段の場合には 10^6 程度の増倍率となる。MCPの出力側では、電子数が多くなり残留ガスのイオン化が起こり、そのイオンがチャンネル壁にぶつかってノイズが発生する (イオンフィードバック効果)。これを除くために、各チャンネルはMCP入出面の垂線に対して傾斜角 (バイアス角) を持っている。図4.12に軟X線のチャンネルへの入射角と感度の関係を示す。本検出器では、 $5 - 13^\circ$ のバイアス角にした。MCPから出た電子は加速され、MCP出力面に対向して置かれたファイバープレート上の蛍光面に入射して可視光に変換される。蛍光体として使われているP-20は、蛍光の波長が5600 Åで、10%残光時間が0.05 - 2 msec、変換効率が0.02 photons/eVである。蛍光体から発せられた光は、ファイバープレートを通り、1次元シリコンアレー (PCDイメージセンサー、512チャンネルあるいは1024チャンネル) の50 μmピッチで並べられた各絵素に入り、電荷に変換される。こうして蓄積された電荷は、読みだし回路に導かれ、増幅されて、データとして読み出される。受光器を真空中で動作させる必要性から、シリコンアレーと内部回路は、ファイバープレートを介して真空から分離されている。また、外部の電磁界の影響を避けるためにシールドケースに入れ、回路からの熱を逃がすように空冷にしている。

4.2.3 計測結果例

図4.13に、プラズマ周辺領域測定ユニットでプラズマ中心を通る視野で観測して得られたスペクトルの例を示す。また、図4.14に軽元素のスペクトル線強度の時間変化を示す。これらの観測結果の解析については第7章で述べる。図4.15に、磁気リミッター部不純物測定サブシステムの長波長領域測定ユニットで、ダイバーター放電のX点付近を観測して得られたスペクトルの1部を示す。低電離軽元素イオンのスペクトル線が数多くみられる。この分光器だけでも、通常100本近いスペクトル線が同時に観測できる。図4.16に、ダイバーター放電のX点付近における炭素のスペクトル線強度の時間変化の例を示す。プラズマ電流が一定に達し、主プラズマの密度が安定している時間にも、ダイバーター放電のX点付近では、電子温度が高くなり、炭素の電離が進んでいくことが観測できる。このように主プラズマだけの計測結果では、あまり変化が見られない放電でも、X点付近ではプラズマが変化していることがうかがえる。

4.3 結言

不純物挙動診断システムによって、JT-60の不純物のスペクトル線を総合的に観測することができる。特に、平面結像型多チャンネル斜入射分光器は、広い波長領域の多数のスペクトル線が同時に観測可能である。また、プラズマ中でのスペクトル線の空間分布が、分光器の数に相当する空間点数で同時に測定できる。このユニット型の分光器は、小型で取り扱いが容易であり、実験装置から簡単に外して別の所で調整や較正が行える。

第4章 参考文献

- [1] H. Yokomizo, H. Takeuchi, T. Sugie, et al., Fusion Eng. Des. 5 (1987) 117.
- [2] 杉江達夫、久保博孝、逆井章 他、核融合研究 別冊 59 (1988) 157.
- [3] 逆井章、杉江達夫、久保博孝 他、核融合研究 別冊 59 (1988) 169.
- [4] 久保博孝、杉江達夫、逆井章 他、核融合研究 別冊 59 (1988) 189.
- [5] 久保博孝、杉江達夫、逆井章 他、JAERI-M 88-126、日本原子力研究所 (1988).
- [6] 志甫諒、応用物理 53 (1981) 960.
- [7] 杉江達夫、長島章、横溝英明 他、応用物理 53 (1984) 1020.
- [8] R. J. Fonck, A. T. Ramsey, and R. V. Yell, Appl. Opt. 21 (1982) 2115.
- [9] B. C. Stratton, R. J. Fonck, K. Ida, K. P. Jachnig, and A. T. Ramsey, Rev. Sci. Instrum. 57 (1986) 2043.
- [10] T. Kita, T. Harada, N. Nakano, and H. Kuroda, Appl. Opt. 22 (1983) 512.
- [11] N. Nakano, H. Kuroda, T. Kita, and T. Harada, Appl. Opt. 23 (1984) 2386.
- [12] T. Namioka, J. Opt. Soc. Am. 51 (1961) 4
- [13] 瀬谷正男、分光研究 17 (1968) 53.
- [14] 永田浩、応用物理 47 (1978) 992.
- [15] 永田浩、光学 10 (1981) 436.
- [16] H. Nagata, N. Kihara, T. Yamashita, et al., Nucl. Instrum. Meth. A294 (1990) 292.
- [17] H. Sugawara and T. Sasaki, J. Phys. Soc. Jpn. 1 (1979) 46.
- [18] B. L. Henke, J. P. Knaier, and K. Premaratne, J. Appl. Phys. 52 (1981) 1509.

表 4.1 真空紫外多チャンネル分光器の主要性能

ユニット分光器	プラズマ高温領域測定ユニット	プラズマ周辺領域測定ユニット	短波長領域測定ユニット	長波長領域測定ユニット	直入射ユニット
分散素子 曲率半径 R	ホログラフィック特殊回折格子 18 m	ホログラフィック特殊回折格子 18 m	ホログラフィック特殊回折格子 7.6 m	ホログラフィック特殊回折格子 3.1 m	機械刻線の回折格子 0.40 m
波 長 域	5 ~ 50 Å	5 ~ 500 Å	20 ~ 500 Å	500 ~ 1220 Å	690 ~ 1350 Å
波 長 分 解 能	$\lambda/\Delta\lambda \geq 50$ (at 50 Å)	$\lambda/\Delta\lambda \geq 50$ (at 50 Å)	$\lambda/\Delta\lambda \geq 100$ (at 50 Å)	$\lambda/\Delta\lambda \geq 400$ (at 100 Å)	$\lambda/\Delta\lambda \geq 1000$
入 口 ス リ ッ ト	幅20 µm, 100 µm, 高さ 5 mm	幅20 µm, 100 µm, 高さ 5 mm	幅10~200 µ可変 高さ 5 mm	幅20 µm, 50 µm, 高さ 5 mm	幅20 µm, 100 µm, 高さ 5 mm
筐 体 の 大 き さ	~150 幅×670 長×50 高 mm	~150 幅×670 長×50 高 mm	~150 幅×670 長×50 高 mm	~150 幅×670 長×50 高 mm	~150 幅×670 長×50 高 mm
受光器 有効受光面積 チャンネル数	2.5 高 × 25 幅 以上 512 以上	2.5 高 × 25 幅 mm 以上 800 以上	~2.5 高 × 50 幅 mm 1024	2.5 高 × 25 幅 mm 512	5 高 × 50 幅 mm 1024
時 間 分 解 能	20 msec	20 msec	20 msec	20 msec	20 msec

表 4.2 真空紫外直入射分光器の主要特性

項 目	規 格 ・ 性 能
型 式	ローランドマウント型真空分光器
測定波長域	0 ~ 2350 Å (1 次投算 0 ~ 9000 Å)
入射角	$\alpha = 65^\circ$
入口スリット~回折格子距離	507.1 mm
入口スリット 幅	20 ~ 200 µm 連続可変
高さ	0 ~ 20 mm ステップ可変
湾曲半径	R = 1220 mm
凹面回折格子 曲率半径	R = 1200 mm
外径	63.5φ × 12t mm
刻線範囲	30 × 50 mm
溝本数	1800 本 / mm
ブレイズ波長	$\lambda_B = 6373 \text{ Å}$
ブレイズ角	$\theta_B = 35^\circ$
明るさ	F = 24
逆線分散	4.63 Å/mm

表4.3 結晶分光器の主要特性

スペクトル	Ni K α	Ti K α
波長域	0.11.66 - 1.54 Å nm	2.75 - 2.50 Å
結晶	Si O ₂ (224 $\bar{3}$)	Si (220)
2 θ	(2.03 Å ⁻¹ nm)	3.84 Å ⁻¹ nm
R	2466 mm	2466 mm
像位置		
θ_B	54.86° - 49.34°	45.74° - 40.62°
90° - θ_B	35.14° - 40.66°	44.26° - 49.38°
$\Delta\theta_B$	5.52°	5.12°
r	2017 - 1871 mm	1766 - 1605 mm
Δr	146 mm	161 mm
$\Delta\ell$ on R円	238 mm	220 mm
逆線分散 (直交面上)	5.794x10 ⁻⁴ - 7.070x10 ⁻⁴ Å/mm	1.5418x10 ⁻³ - 1.815x10 ⁻³ Å/mm
$\Delta\lambda$ スペクトル半値巾 (10 keV)	1.668x10 ⁻³ - 1.548x10 ⁻³ Å	3.060x10 ⁻³ - 2.781x10 ⁻³ Å
Δx (受光器)	2.880 - 2.189 mm	2.016 - 1.532 mm

表4.4 可視分光器およびローランド型斜入射分光器の主要特性

		可視分光器	ローランド型斜入射分光器
分光器	分光器	ツェルニ・ターナ型 焦点距離 0.5 m 波長域 2000 ~ 7000 Å 波長分解能 1 Å 逆線分散 15 Å/mm 入射角 — 開口比 8.5 回折格子 1200 本/mm 有効面積 52 × 52 (mm) ブレイズ波長 2500 Å スリット 幅 0.01 ~ 1 mm 高さ 2 ~ 20 mm	斜入射型 ローランド円直径 3 m 15 ~ 1300 Å 0.2 Å 5.6 Å/mm 87.5° 60 600 本/mm 有効面積 50 × 32 (mm) (スリット幅方向)(高さ方向) 132.9 Å 幅 0.01 ~ 1 mm 高さ 1 ~ 20 mm
受光部	光電測定 乾板 フィルム	光電子増倍管 有効長さ 96 mm 有効長さ 36 mm	光電子増倍管 有効長さ 240 mm 波長領域 0 ~ 1300 Å
時間分解能	光電測光 写真撮影	0.05 msec 0.1 sec	0.05 msec 0.1 sec
感度校正		タングステン・リボン・ランプ 重水素ランプ	原子分岐線対法

表 4.5 平面結像型斜入射分光器の設計値

ユニット分光器	プラズマ高温領域測定ユニット	プラズマ周辺領域測定ユニット	短波長領域測定ユニット	長波長領域測定ユニット
R	18 m	18 m	7.55 m	3.1 m
回折格子有効寸	40幅 × 10高 mm	40幅 × 10高 mm	40幅 × 10mm 高	40幅 × 10mm 高
$1/\sigma$	1200 本/mm	300 本/mm	300 本/mm	300 本/mm
r_a	238.0 mm	238.0 mm	238.0 mm	238.0 mm
r_b	250.0 mm (at 50 Å)	255.5 mm (at 500 Å)	234.0 mm (at 500 Å)	245.4 mm (at 1200 Å)
α	89°	89°	88°	85°
β	83.64° (at 50 Å)	- 80.01° (at 500 Å)	- 79.863° (at 500 Å)	73.78° (at 1200 Å)
ϕ	24° (at 50 Å)	15° (at 500 Å)	20° (at 500 Å)	15° (at 1200 Å)
a	0.318	- 0.0877	- 0.17387	0.0213
b	- 239.66	- 247.74	- 223.187	- 237.09
ℓ	19.2 mm (5 ~ 50 Å)	38.4 mm (5 ~ 500 Å)	30.6 mm (20 ~ 500 Å)	22.1 mm (500 ~ 1200 Å)

表 4.6 多チャンネル受光器の性能

有 感 波 長 範 囲	X線～真空紫外光(～2000 Å)
有 効 受 光 面 積	2.5 mm高 × 25.6 mm幅
チャンネルピッチ	50 μm
チャンネル数	512 ch, 1024 ch
ダイナミックレンジ	1 : 100
読 出 し 速 度	全チャンネル10m sec以下
使用温度範囲	0 ~ 40°C

表4.7 多チャンネル分光器の構造

光電変換部	光電面	CsI	ファイバー・プレート	ピッチ	7 μm
電子増倍部	有感面積	12 mm 高 × 29 mm 幅 5 mm 高 × 45 mm 幅	シリコン・アレイ	式	PCDイメージセンサー
	形	タンデムMCP		さ	2.5 mm
	チャンネル径	125 μm		ピッチ	50 μm
	ビッチ	15 μm		チャンネル数	512 ch
	バイアス角	5° ~ 13°		走査速度	1024 ch 最大 1 MHz
蛍光面	抵抗値	30 MΩ / stage	読み出し回路	最大出力信号	5 V
	最高利得	10 ⁶ (1800 V で)		走査速度	最大 1 MHz
	蛍光面積	P-20 14 mm 高 × 26 mm 幅 4 mm 高 × 42 mm 幅		磁気シールド	銅 (2 mm), パーマ ロイ (8 mm), 鉄 (2 mm) の 3 層構造

付図の説明

図4.1 不純物挙動診断システムの配置。

図4.2 平面結像型多チャンネル斜入射分光器の概略図。

図4.3 多チャンネル直入射分光器の概略図。

図4.4 結晶分光器の概略図。

図4.5 炭素壁を用いたリミター放電においてローランド型斜入射分光器を用いて得られた分光写真の例[5]。

OH加熱の25放電、NBI加熱の21放電、NB+IC加熱の3放電、NB+LH加熱の1放電に対して、プラズマの生成から消滅までの時間を積分したもの。

図4.6 プラズマ周辺領域測定ユニットの光線追跡の結果。

図4.7 プラズマ周辺領域測定ユニットの回折格子の格子定数。

図4.8 各分光器の波長と結像位置の関係。

a) プラズマ高温領域測定ユニット。

b) プラズマ周辺領域測定ユニット。

c) 短波長領域測定ユニット。

d) 長波長領域測定ユニット。

ここで、0次光の結像位置を基準とした。

図4.9 多チャンネル受光器の概略図。

図4.10 各種光電面の感度の比較。

図4.11 CsIの光電特性[17,18]。

図4.12 軟X線のMCPのチャンネルへの入射角と感度の関係。

図4.13 金属壁を用いた実験において空間分解軽元素不純物測定サブシステムによって観測されたスペクトル。

a) オーム加熱のリミター放電。

プラズマ電流 (I_p) = 1.0 MA、トロイダル磁場 (B_T) = 4.0 T、線平均電子密度

$(\bar{n}_e) = 1.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。

b) NBI加熱のダイバーター放電。

$$I_p = 1.5 \text{ MA}, B_T = 4.5 \text{ T}, \bar{n}_e = 2.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}.$$

図4.14 炭素壁を用いたNBI加熱実験における軽元素不純物のスペクトル線 (C VI 33.74 Å、O VIII 18.97 Å) 強度の時間変化。

a) ダイバーター放電、b) リミター放電。

スペクトル線の強度は、スペクトル線を観測する検出器の絵素の出力の和から、その両側の絵素の出力から求めたバックグラウンドを差し引いたものである。 P_{NBI} はNBIの加熱入力を、 \bar{n}_e は中心コード積分の電子密度を示す。

図4.15 ダイバーター放電のX点付近を長波長領域測定ユニットで観測して得られたスペクトル。

図4.16 ダイバーター放電のX点付近における炭素のスペクトル線強度の時間変化。

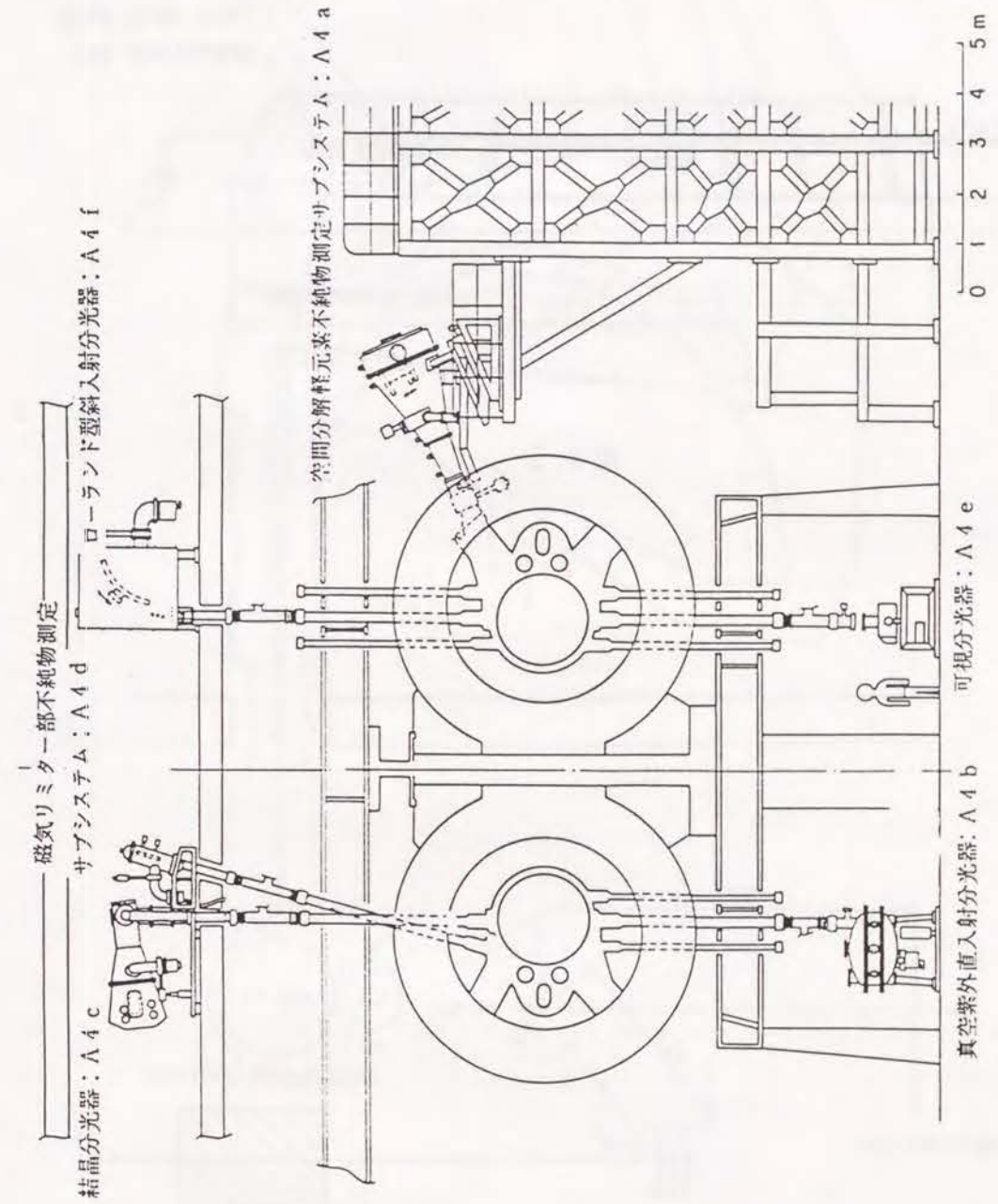


図4.1

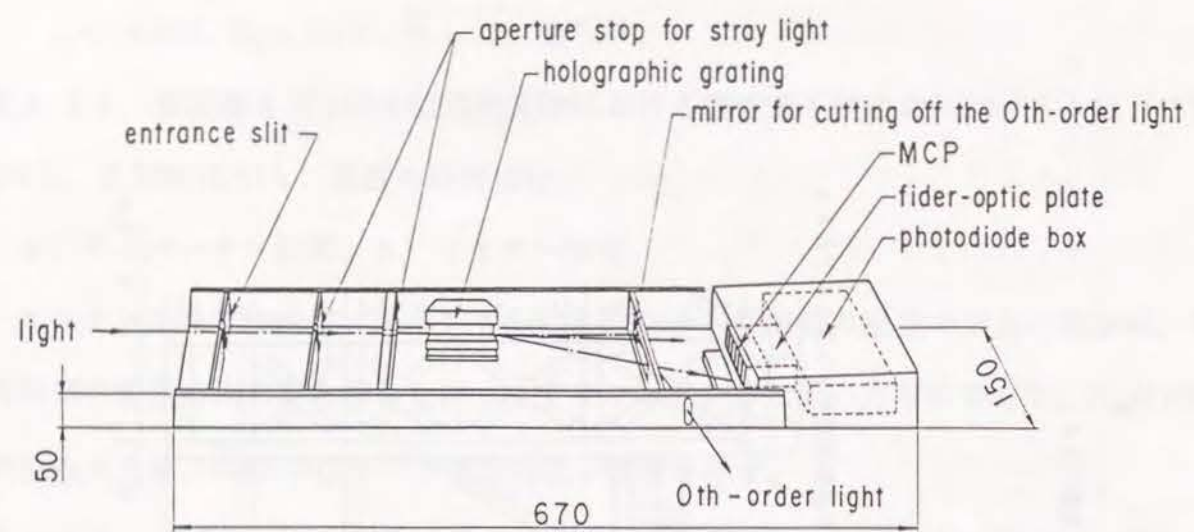


図 4.2

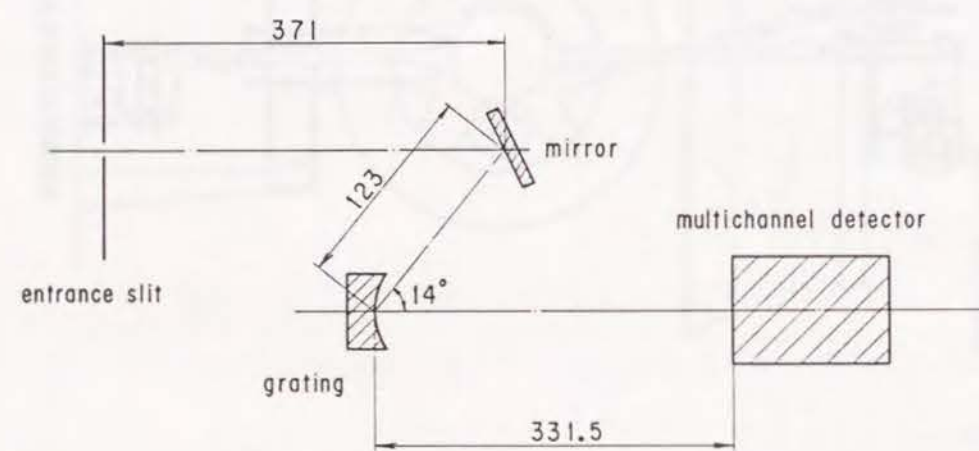


図 4.3

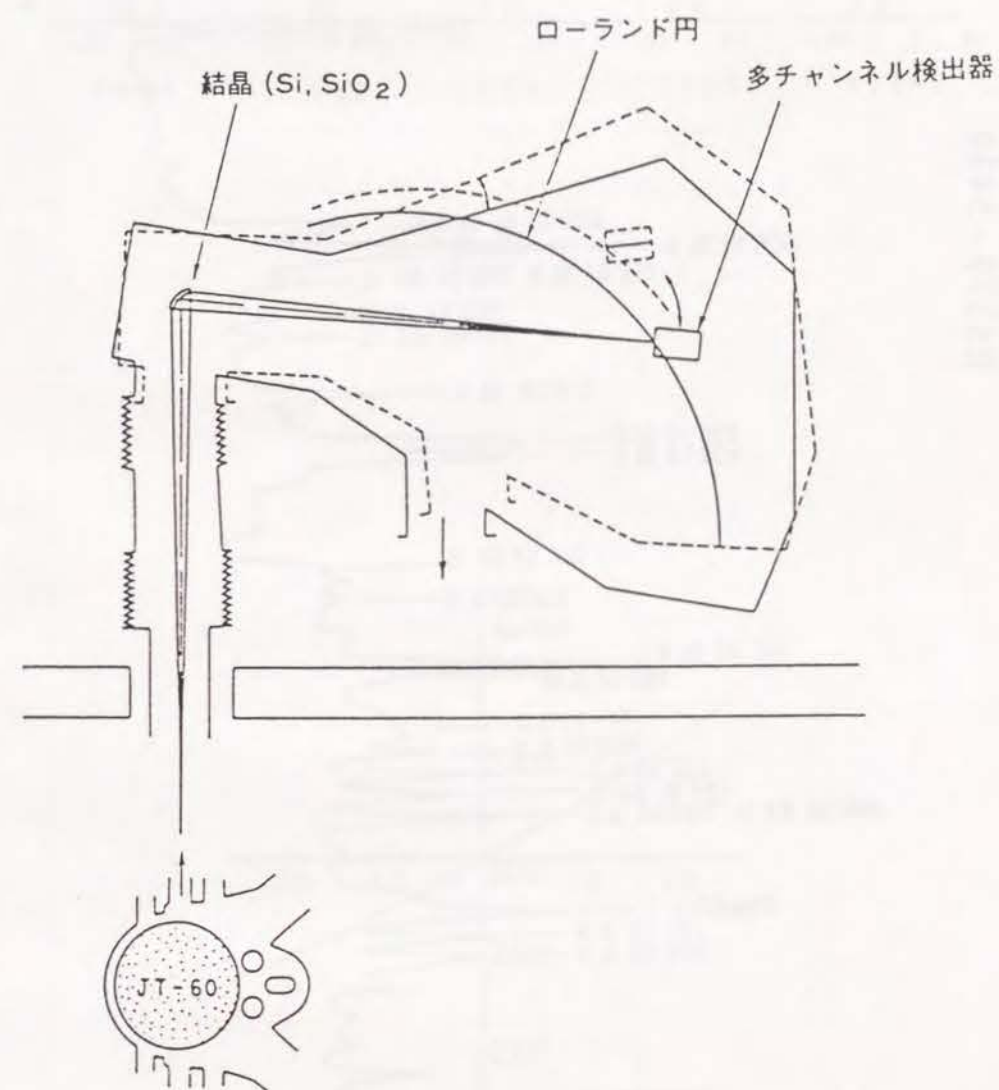


図 4.4

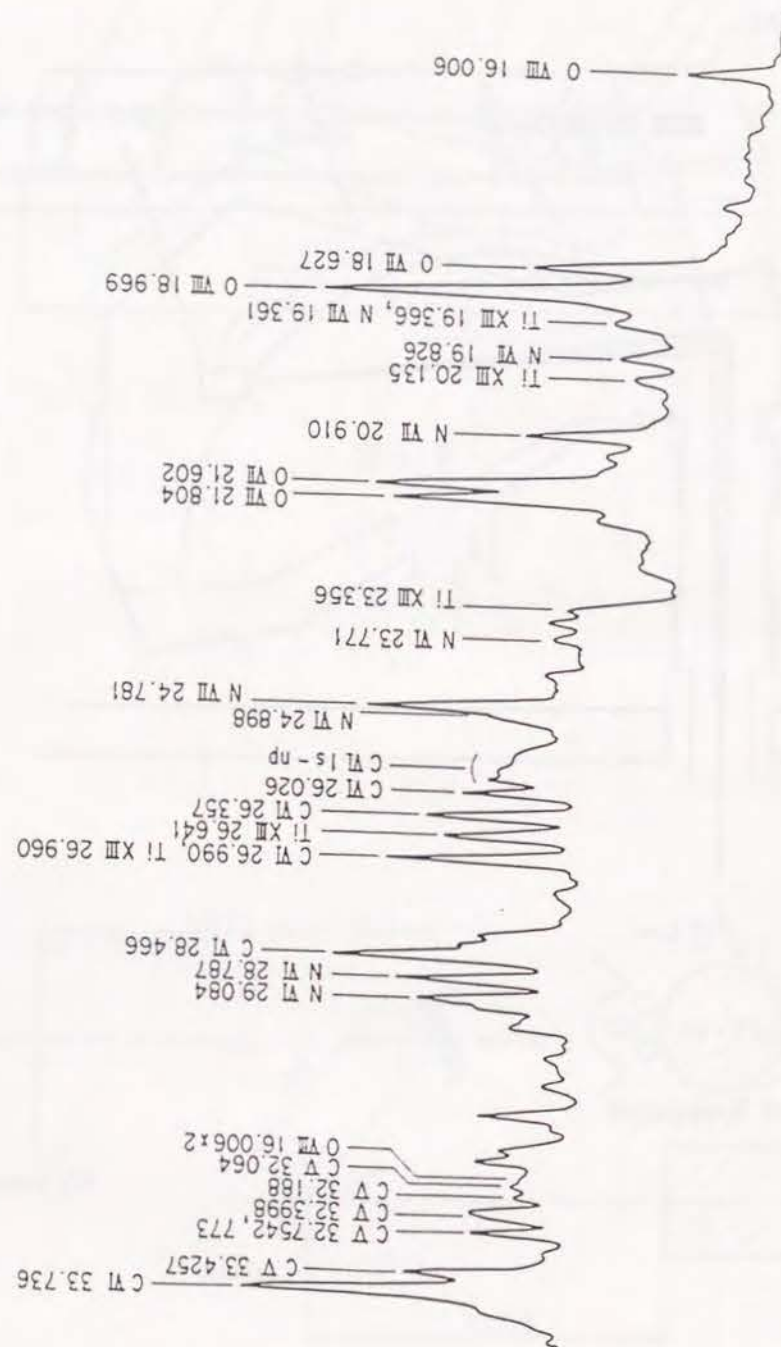


图 4.5

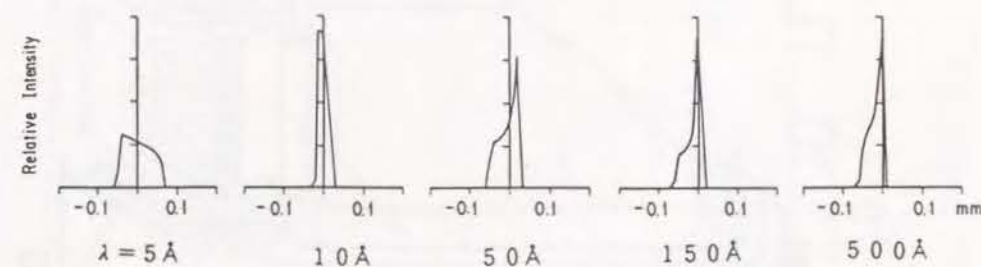


图 4.6

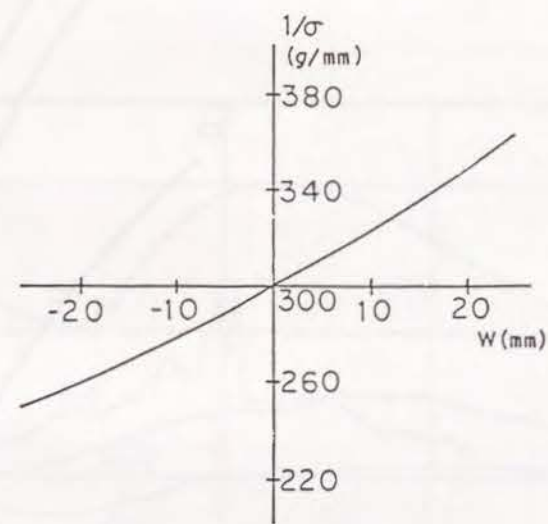


图 4.7

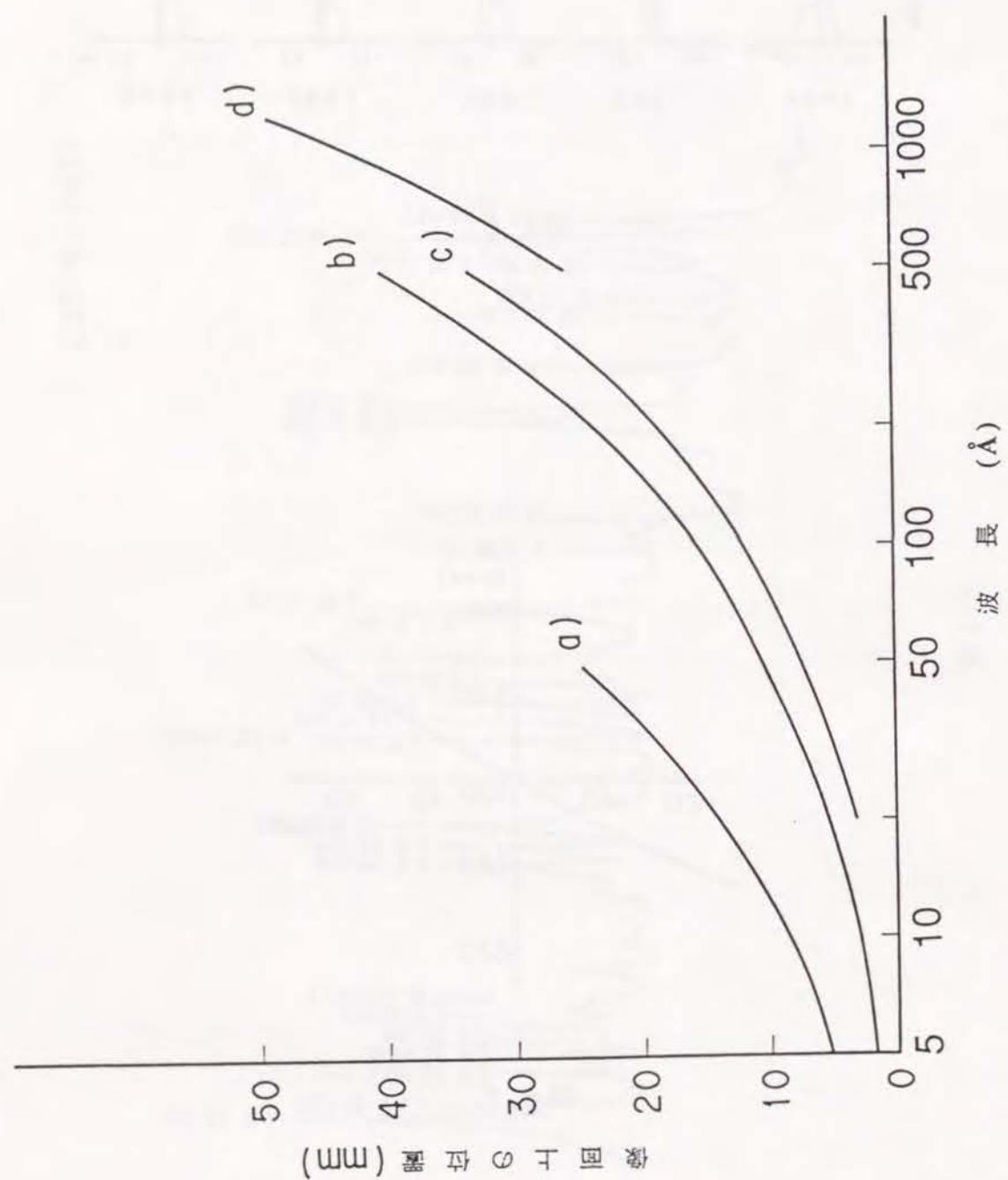


図 4.8

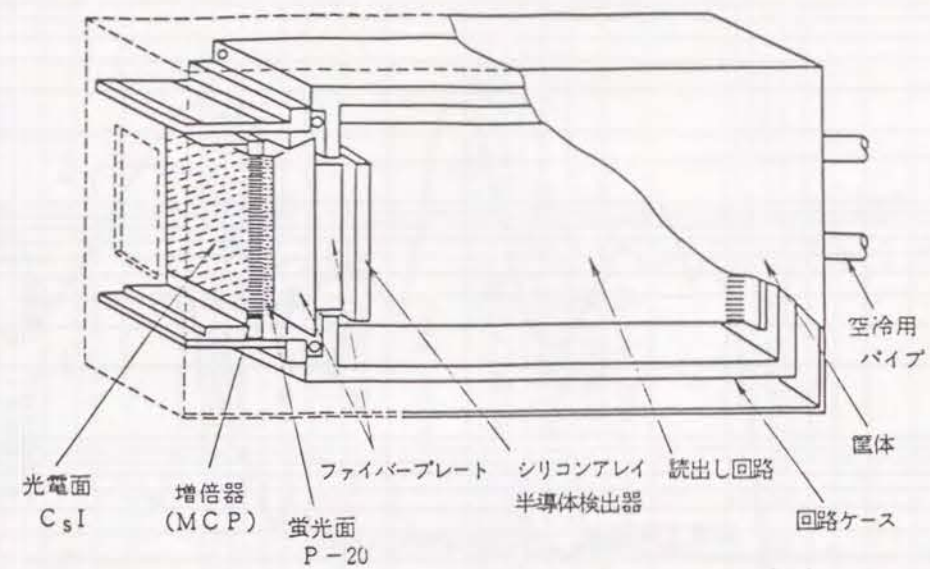


図 4.9

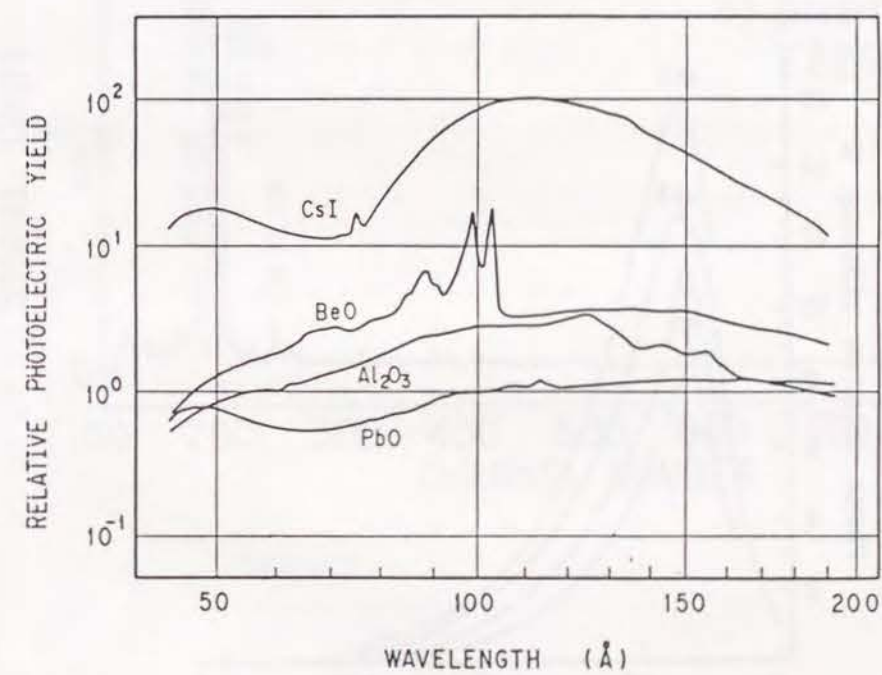


図 4.10

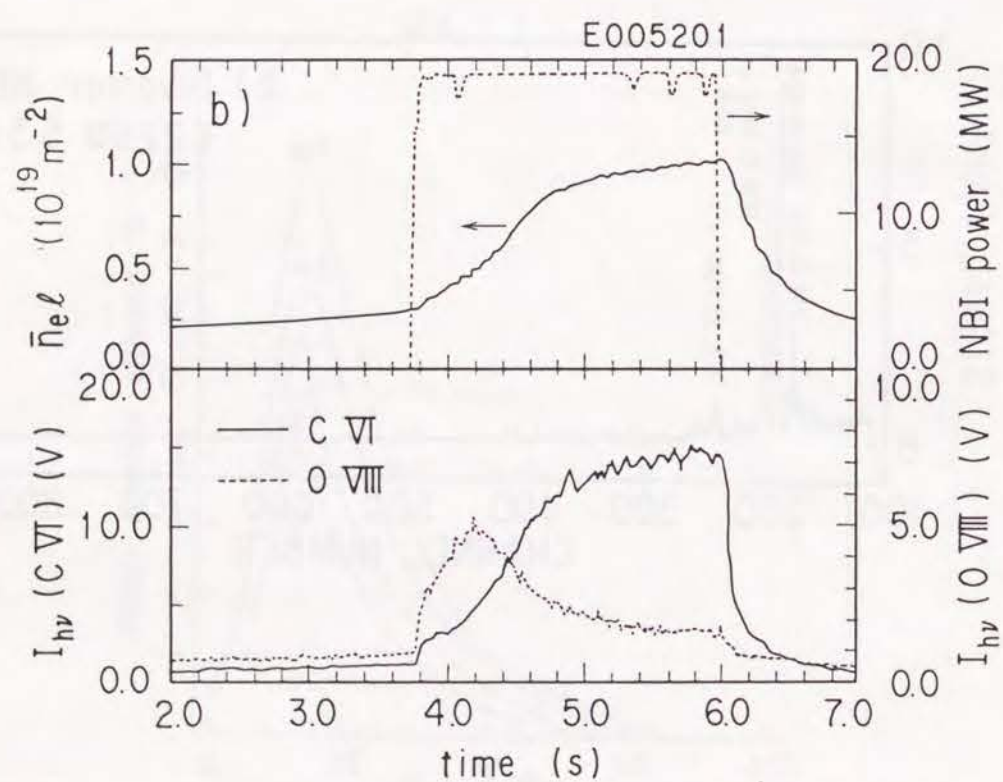
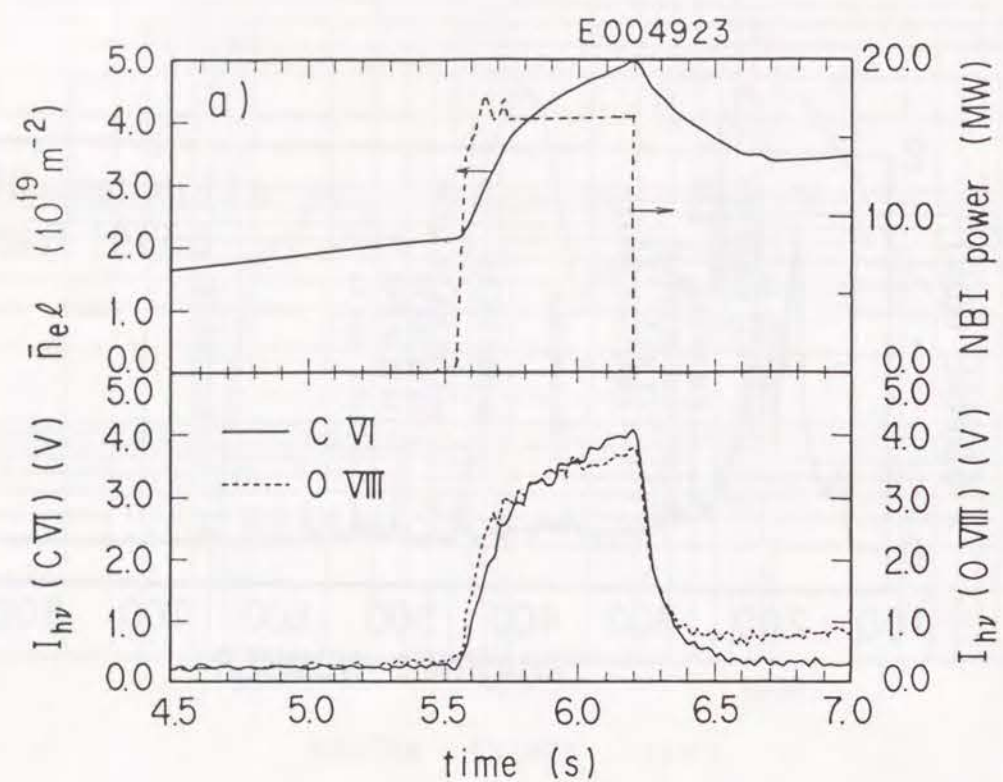


图 4.1 4

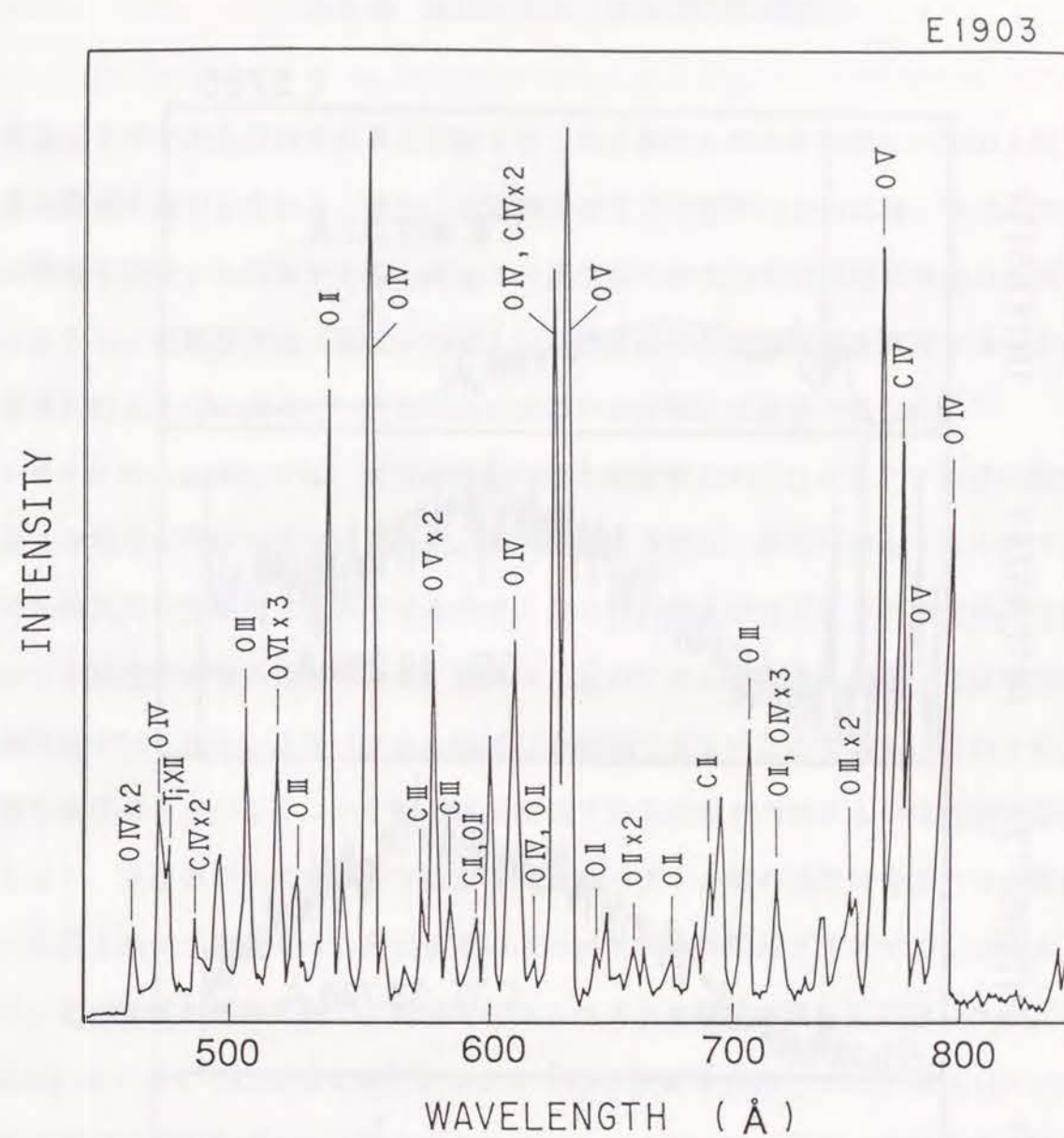


图 4.1 5

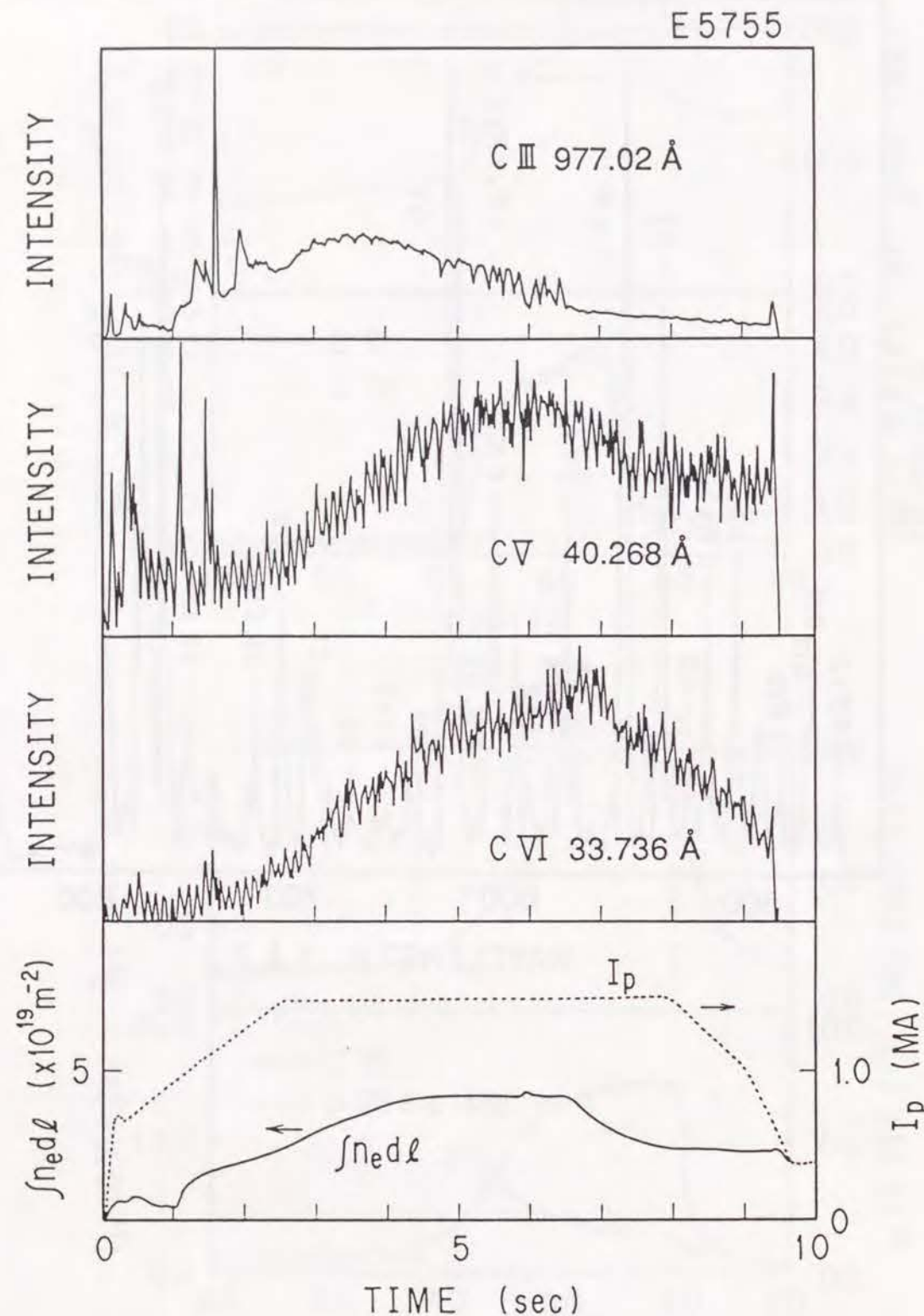


図4.16

高温プラズマから放射される不純物イオンの主要なスペクトル線は、2000 Å以下の真空紫外領域に集中している。また、定量的なプラズマ診断のためには、スペクトル線の絶対強度を測定する必要がある。従って、真空紫外分光器の感度校正は極めて重要である。しかし、可視分光器（2000 - 7000 Å）の感度校正が標準電球を利用することによって簡単に行えるのに比べて、真空紫外分光器の感度校正は容易ではない。

トカマクの分光研究では、真空紫外分光器の感度校正の方法として、原子分岐線対法が多くの場合に用いられている[1,2]。この方法の長所は、研究対象とするトカマクプラズマを校正用の光源として利用するので、度々行うことができ、また測定時の立体角について不確定性がないことである。短所は、互いに波長が大きく違い、遷移確率の正確な相対値が知られているスペクトル線対しか利用できないことである。このため、校正可能な波長点数が少なく、かなりの波長範囲で校正結果を内挿あるいは外挿せざるを得なくなり、実際のプラズマ診断で観測されるスペクトル線の強度に含まれる誤差が大きい。大型トカマク装置では、可視領域のスペクトル線は周辺プラズマでしか発光しないため、その強度が極めて弱く、利用可能なスペクトル線対の数は更に限られる。

最近行われるようになってきたシンクロトロン放射を光源とする方法[3,4]は、連続的な波長領域で感度校正ができる利点がある。この方法では、通常、その光量を計算で評価する（シンクロトロン放射光を標準光源として取り扱う）が、校正実験の時に分光器に実際に入射する絶対光量を評価することは容易ではない。また、高次光の影響を取り除くことも簡単ではない。

本章では、JT-60で用られる真空紫外分光器に対して行った感度校正について述べる。5.1では、JT-60で行ったローランド型斜入射分光器の原子分岐線対法による感度校正実験について述べる。5.2では、シンクロトロン放射と標準検出器を用いて行った真空紫外多チャンネル分光器の感度校正実験について述べる。最後の節において、これらの感度校正についてまとめる。

5.1 原子分岐線対法によるローランド型斜入射分光器の絶対感度校正

原子分岐線対法は、図5.1に示されるような原子あるいはイオンの1つの励起準位から自然放射される1対のスペクトル線を、2台の分光器（1台は校正すべき分光器、他の1台は基準となる校正済みの分光器）で強度測定することに基づく。このスペクトル線の強度比（本研究では強度をphotons/secの単位で扱う）は、自然遷移確率（アインシュタインのA係数）の比で与えられる。

$$\frac{I(\lambda_{nm})}{I(\lambda_{nl})} = \frac{A_{nm}}{A_{nl}} \quad (5.1)$$

従って、絶対検出感度のわかっている分光器で一方のスペクトル線強度を測定すると、他方のスペクトル線強度はA係数の比から求めることができる。ここで得られたスペクトル線の強度と校正すべき分光器の出力を比較することによって、分光器の感度校正が行われる。この方法が採用できるためには、次の条件が必要である。

- 1) 基準となる分光器と校正すべき分光器が、同時にプラズマの同じ領域を観測すること。
- 2) 絶対感度のわかっている分光器と校正すべき分光器の測定波長の範囲に、それぞれのスペクトル線が存在すること。通常、感度がわかっている分光器は可視分光器しかないので、片方のスペクトル線は可視域にあることが必要である。
- 3) A係数の値あるいはその比が精度よく知られていること。
- 4) スペクトル線が光学的に薄いこと。
- 5) スペクトル線が無偏光であり、2台の分光器の観測方向に対して放射に異方性がないこと。

JT-60では、図4.1に示されたように、ローランド型斜入射分光器（A-4-f）と基準となる可視分光器（A-4-e）が、正対してプラズマの同じ領域を観測するように配置されている。この斜入射分光器は、白金で被膜した機械刻線の回折格子（曲率半径3 m、

刻線数600本/mm、入射角 87.5° ）と電子増倍管で構成される（4.1参照）。可視分光器は、標準電球を用いて2000 - 7000 Åの波長領域で絶対感度校正されている[5]。可視分光器を用いて直接感度校正できる可能性のあるスペクトル線対をすべて試した結果、4対のものが利用できた（表5.1）。水素様イオンのスペクトル線（HIおよびHe II）を取り扱う時には、上位準位のポピュレーションが統計的重率に比例していると仮定した。JT-60のプラズマパラメーターでは、表5.1に示されたHIおよびHe IIのスペクトル線は、この仮定をみたす[6]。図5.2に、斜入射分光器の校正実験の結果を示す。

JT-60のような大型トカマク装置では、原子分岐線対法を利用して、これ以上に校正の点数を増やすことは困難である。更に校正の点数を増やすためには、校正のために特別な条件で放電するか、あるいは両方のスペクトル線が真空紫外域にある線対で相対的に感度校正することが必要である。しかし、この少ない点数でも、その波長範囲に、金属の2s-2p、軽元素の主量子数 $n=2-3$ 、水素のライマン系列などの基本的なスペクトル線が分布しており、プラズマ診断に十分活用できる。

5.2 シンクロトロン放射光による真空紫外多チャンネル分光器の絶対感度校正

シンクロトロン放射（Photon Factory：高エネルギー物理研究所）を用いて、多チャンネル直入射分光器を、1次光に対して700 - 1250 Åの波長範囲で、2次光に対して350 - 650 Åの波長範囲で、絶対感度校正した。校正した直入射分光器（直入射ユニット、表4.1参照）は、Al + MgF₂の被膜を施した機械刻線の回折格子（曲率半径0.4 m、刻線数2400本/mm、入射角 14° ）と多チャンネル受光器で構成されている。また、平面結像型多チャンネル斜入射分光器を、275 - 1200 Åの波長領域で絶対感度校正した。校正した斜入射分光器（長波長領域測定ユニット、第4章参照）は、白金で被膜したホログラフィック回折格子（曲率半径3.1 m、刻線数300本/mm、入射角 85° ）と多チャンネル受光器で構成されている。ただし、校正実験では、光電面にCsIが被膜されていない多チャンネル受光器を用いた。

5.2.1 較正実験の方法

ここでは、直入射分光器の較正実験について述べる。斜入射分光器に対しても同様の方法で行った[7]ので、ここでは割愛する。

シンクロトロン放射光は、加速エネルギー2.5 GeVの電子線型加速器を入射器とする電子蓄積リング (SR) から発せられる[8]。図5.3にSRからの放射光スペクトルを示す。実験は、350 - 2000 Å の波長領域において気体の分光研究を行う目的で作られたビームライン12A[8]を用いて行った。図5.4に較正実験時の配置を示す。放射光は回折格子の曲率半径が1 mの瀬谷波岡型分光器で分光され、後置鏡 (開口数: 約100) で集光され、較正すべき直入射分光器に導かれる。瀬谷波岡型分光器の波長幅は、較正実験の波長走査の間隔と同程度となり、較正時の直入射分光器の波長分解の幅より十分大きくなるように、38 Å とした。米国のNBS (National Bureau of Standard、現在のNational Institute of Standards and Technology) において50 - 1216 Å の波長範囲で感度較正された真空紫外光用の窓無しフォトダイオード[9]を標準検出器とした。

(1) 後置鏡から出射する瀬谷波岡型分光器の1次光と2次光の強度測定

シンクロトロン放射光は連続光であるため、そのままでは1次光と高次光の区別ができない。そこでまず、瀬谷波岡型分光器を300 - 1200 Å に波長設定した時に後置鏡より出射する1次光、および800 - 1200 Å に波長設定した時に2次光の強度を測定した。ここで、3次以上の光および800 Å 以下の波長設定の時の2次光は、ビームライン (瀬谷波岡型分光器など) の性質より無視できるとした。

2次光の量を評価するために、テルリウム (Te) と錫 (Sn) の薄膜 (Minuteman Laboratory Inc. 製) を用いた。まず、300 - 500 Å の光に対するテルリウムの薄膜の透過率および500 - 850 Å の光に対する錫の薄膜の透過率を測定した。後置鏡と標準のフォトダイオードの間に薄膜を抜き差しして得られたフォトダイオードの信号を比較することによって、透過率を得た。図5.5に測定された透過率を示す。テルリウムの薄膜は500 Å 以下の光を、錫の薄膜は500 - 850 Å の光を透過する。

瀬谷波岡型分光器を300 - 800 Å に波長設定した時に2次光の強度は、フォトダイオードを用いて直接測定した。800 - 1200 Å に波長設定した時に2次光の強度は、薄膜を挿入して得られたフォトダイオードの出力と薄膜の透過率から導いた。この波長設定での1次光の光量は、薄膜を挿入しない場合に測定された信号から、ここで得られた2次光の影響を差し引いて導いた。

測定された光量を、SRの電流で規格化して図5.6に示す。光強度は570 Å で最大になり、450 Å より短波長の領域では速やかに減少する。1050 Å より長波長の設定では、1次光より2次光の方が強い。1次光の強度に対する2次光の強度の比は、短波長領域で小さくなり、800 Å で1/100程度になる。

(2) 分光器の較正実験

較正すべき分光器の入射スリットから入った光束がすべて回折格子で分散され検出器に届くように、入射スリットの高さを2 mmとした。また、入射スリットの幅は、その波長幅が瀬谷波岡型分光器の設定波長幅より十分狭く、その像が検出器上で検出器の1絵素の幅より十分広いように、0.5 mm (波長幅として6 Å に相当) にした。回折格子上での光束の大きさは、計算上約6 mmの幅、約7 mmの高さであった。

分光器に入射する光の強度は、入射スリットと折り返しミラーの間に挿入したフォトダイオードで測定した (図5.4)。350 - 800 Å の波長範囲では、瀬谷波岡型分光器の高次光の影響が無視できるので、分光器の多チャンネル受光器の出力と標準のフォトダイオードの出力を直接比較することによって感度を求めた。350 - 650 Å の波長範囲の光はこの分光器の2次光として、700 - 800 Å の波長範囲の光は1次光として測定した。

次に、瀬谷波岡型分光器の波長を800 - 1200 Å に設定して、分光器の出力 (V) とフォトダイオードの出力 (i) を測定した。この時、

$$V = \epsilon(\lambda)I(\lambda) + \epsilon(\lambda/2)I(\lambda/2) \quad (5.2)$$

$$i = \epsilon'(\lambda)I(\lambda) + \epsilon'(\lambda/2)I(\lambda/2) \quad (5.3)$$

$$R = I(\lambda)/I(\lambda/2) \quad (5.4)$$

の関係式が与えられる。ここで、 ϵ は分光器の感度を、 I は分光器に入射する光の強度を、 ϵ' はフォトダイオードの検出感度を、 R は1次光と2次光の強度比を示す。フォトダイオードの感度は較正されており、分光器の2次光に対する感度および1次光と2次光の強度比はすでに測定済みであるので、これらの式から800 - 1200 Åの波長域の感度が得られた。また、1050 Åより長波長の領域では、弗化リシウム (LiF) のフィルターを後置鏡と入射スリットの間に挿入することによって、高次光の影響を無くした状態での感度較正も行った。

入射光は、水平面に94 %程度偏光していた[10]。分光器の感度は入射光の偏光に依存するので、偏光方向に対して回折格子の刻線が平行の場合と垂直の場合の2つの設定で、較正実験を行った。通常取り扱う無偏光の光に対する感度は、この2つの設定での感度を平均することによって得られる。

5.2.2 較正結果および考察

直入射分光器の感度較正の結果を図5.7に示す。ここで、700 - 1250 Åの波長域の光は1次光として、350 - 650 Åの波長域の光は2次光として測定した。1050 Å以上の波長域では、2つの方法で感度較正した。黒丸は信号に含まれる2次光の影響を差し引く方法で得た結果を、白丸はLiFのフィルターを用いて高次光を除去した場合の結果を示す。この2つの方法で得られた結果は、約20 %の範囲内で一致しており、LiFのフィルターを用いない場合に高次光の効果を十分正確に取り除くことができていることを示す。1120 Å付近に感度の低下があるが、これは折り返しミラーおよび回折格子に被膜した弗化マグネシウム (MgF₂) の吸収端[11]によるものである。また、偏光方向による感度の差は、50 %以内であった。

瀬谷波岡型分光器を800 Å以下に波長設定した場合、1次光に対する2次光の強度は1 %以下であった(図5.6)。2次光として検出される短波長の光に対する分光器の感度は、1次光として検出される光に対する感度より1桁低い(図5.7)。また、800 Å以下の波長領域の光に対するフォトダイオードの感度は、その2倍の波長の光に対する感度より小さい。従って、瀬谷波岡型分光器の波長設定が800 Å以下の場合、分光器およびフォトダイオードの出力に含まれる高次光の影響は1 %以下である。

NBSのフォトダイオードの感度較正に含まれる誤差は約8 %である[9,12]。電流計によるフォトダイオードの出力の測定に含まれる誤差は約10 %である。従って、800 Å以下の波長域での感度較正結果の誤差は13 %程度である。しかし、450 Å以下の波長領域では、光強度が小さく、電流計による測定に誤差が大きくなり、結果的に30 %程度の誤差になる。同様に、LiFのフィルターを用いた較正結果の誤差は13 %程度である。テルリウムと錫の薄膜の透過率の測定には14 %程度の誤差があるので、1次光と2次光の強度比は29 %程度の誤差が含まれると評価でき、結果的に2次光の影響を差し引いて感度を導出した結果には35 %程度の誤差が含まれる。つまり、この感度較正の結果に含まれる誤差は13 - 35 %である。

上と同様の方法で行った平面結像型多チャンネル斜入射分光器の感度較正の結果を図5.8に示す。図中の黒丸は回折格子の刻線が鉛直方向になるように配置(回折格子の刻線に対して主に垂直に偏光した光を測定する配置)した時に得られた較正結果を、Xは回折格子の刻線が水平方向になるように配置(回折格子の刻線に対して主に平行に偏光した光を測定する配置)した時に得られた較正結果を示す。また、実線はその平均(無偏光の光に対する感度)を示す。

凹面回折格子の回折効率、回折格子面上の入射位置によって変化する[3,13]。従って、実際のプラズマ計測の時と較正実験の時に、回折格子上の光束の大きさおよび位置を等しくする必要がある。ここで得られた較正実験の結果は、実際のプラズマ計測の時に前置スリットを置いて光束の拡がりを制限することによって、回折格子面上での光束の大きさと位置を較正実験と同じにすることにより正しく利用できる。

5.3 結言

原子分岐線対法によって、金属の2s-2p、軽元素の主量子数 $n=2-3$ 、水素のライマン系列などの基本的なスペクトル線が分布する波長領域で、ローランド型斜入射分光器の感度較正を行った。また、シンクロトロン放射を用いて真空紫外多チャンネル分光器の較正を行った。その結果に含まれる誤差は13-35%であった。従来のシンクロトロン放射光を標準光源として用いた感度較正の方法では、分光器に入射する絶対光量を導くことが容易ではなかった。一方、本章で述べた較正された検出器を標準とする方法は、容易でかつ信頼性が高い。これらの感度較正の結果は、JT-60の分光計測データの解析に用いられる。

第5章 参考文献

- [1] TFR Group, Nucl. Fusion 15 (1975) 1053.
- [2] E. Hinnov, Phys. Rev. A14 (1976) 1533.
- [3] A. McPherson, N. Rouze, W. B. Westerveld, and J. S. Risley, Appl. Opt. 25 (1986) 298.
- [4] B. C. Stratton, R. J. Fonck, K. Ida, K. P. Jachnig, and A. T. Ramsey, Rev. Sci. Instrum. 57 (1986) 2043.
- [5] 久保博孝、杉江達夫、逆井章 他、核融合研究 別冊 59 (1988) 189.
- [6] E. Hinnov and F. W. Hofmann, J. Opt. Soc. Am. 53 (1963) 1259.
- [7] H. Kubo, T. Sugie, A. Sakasai, et al., Rev. Sci. Instrum. 59 (1988) 1515.
- [8] T. Namioka, Photochem. Photobiol. 44 (1986) 245.
- [9] L. R. Canfield, R. G. Johnson, and R. P. Madden, Appl. Opt. 12 (1973) 1611.
- [10] M. Arai, Thesis, Tokyo Institute of Technology (1988).
- [11] M. W. Williams, R. A. MacRae, and E. T. Arakawa, J. Appl. Phys. 15 (1967) 1701.
- [12] K. Nishi and K. Higashi, Japan. J. Appl. Phys. 15 (1976) 2269.
- [13] W. R. Hunter, Nucl. Instrum. Methods. 172 (1980) 259.

表 5.1 ローランド型斜入射分光器の感度校正に用いたスペクトル線対

イオン種	真 空 紫 外			可 視		
	波長 (Å)	遷 移	Λ 係数 (sec^{-1})	波長 (Å)	遷 移	Λ 係数 (sec^{-1})
H I	1025.7	1 - 3	$5.58 \cdot 10^7$	6562.8	2 - 3	$4.41 \cdot 10^7$
H I	9725.4	1 - 4	$1.28 \cdot 10^7$	4861.3	2 - 4	$8.42 \cdot 10^6$
He II	2430.3	1 - 4	$5.11 \cdot 10^7$	4685.6	3 - 4	$3.60 \cdot 10^7$
C V	407.3	$1s^2 1S_0 - 1s2p^3P_1$	$2.84 \cdot 10^7$	2277.9	$1s2s^3S_1 - 1s2p^3P_1$	$5.65 \cdot 10^7$

付図の説明

図 5.1 原子分岐線対法の原理。

図 5.2 ローランド型斜入射分光器の感度校正結果。

図 5.3 蓄積リングからの放射光スペクトル。

図 5.4 シンクロトロン放射を用いた校正の実験配置。

図 5.5 高次光の評価に用いた薄膜（テルリウムおよび錫）の透過率。

図 5.6 後置鏡から出射する光量。

横軸は瀬谷波岡型分光器の設定波長を示す。

図 5.7 多チャンネル直入射分光器の感度校正結果。

白丸はLiFのフィルターを用いて高次光を除去した場合の結果を示す。

図 5.8 平面結像型多チャンネル斜入射分光器の感度校正結果。

a) 回折格子の刻線が鉛直方向になるように配置した時に得られた校正結果、b) 回折格子の刻線が水平方向になるように配置した時に得られた校正結果、c) 無偏光の光に対する感度。

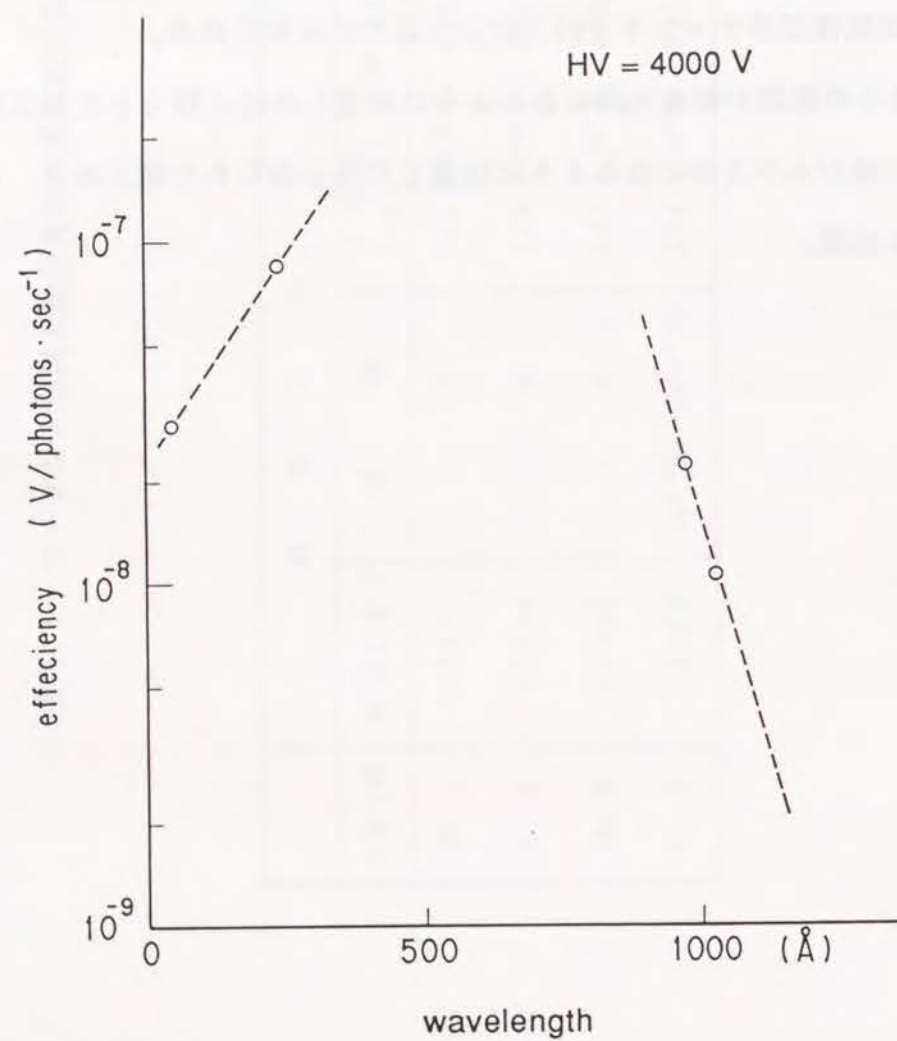


图 5.2

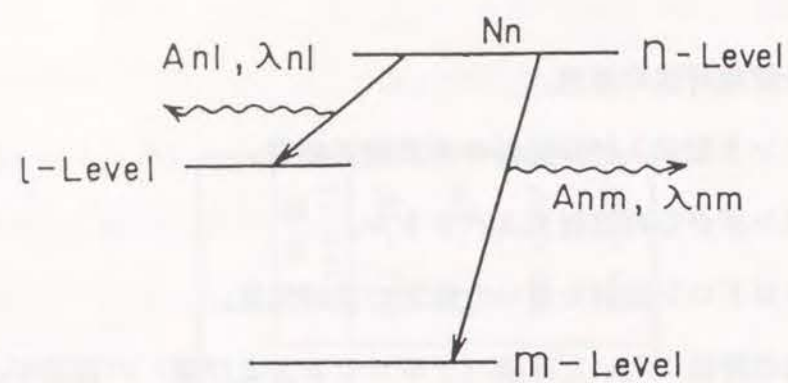


图 5.1

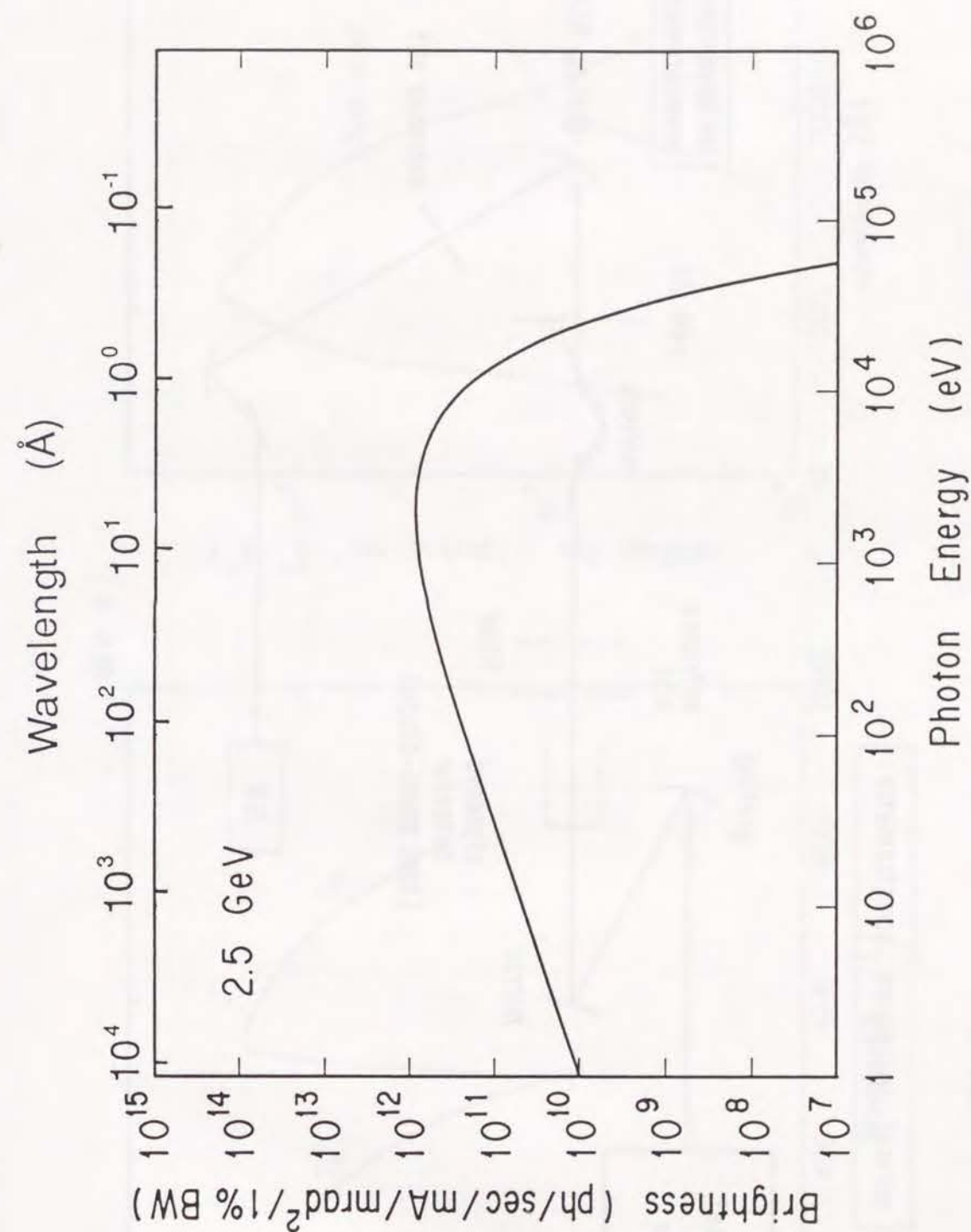


图 5.3

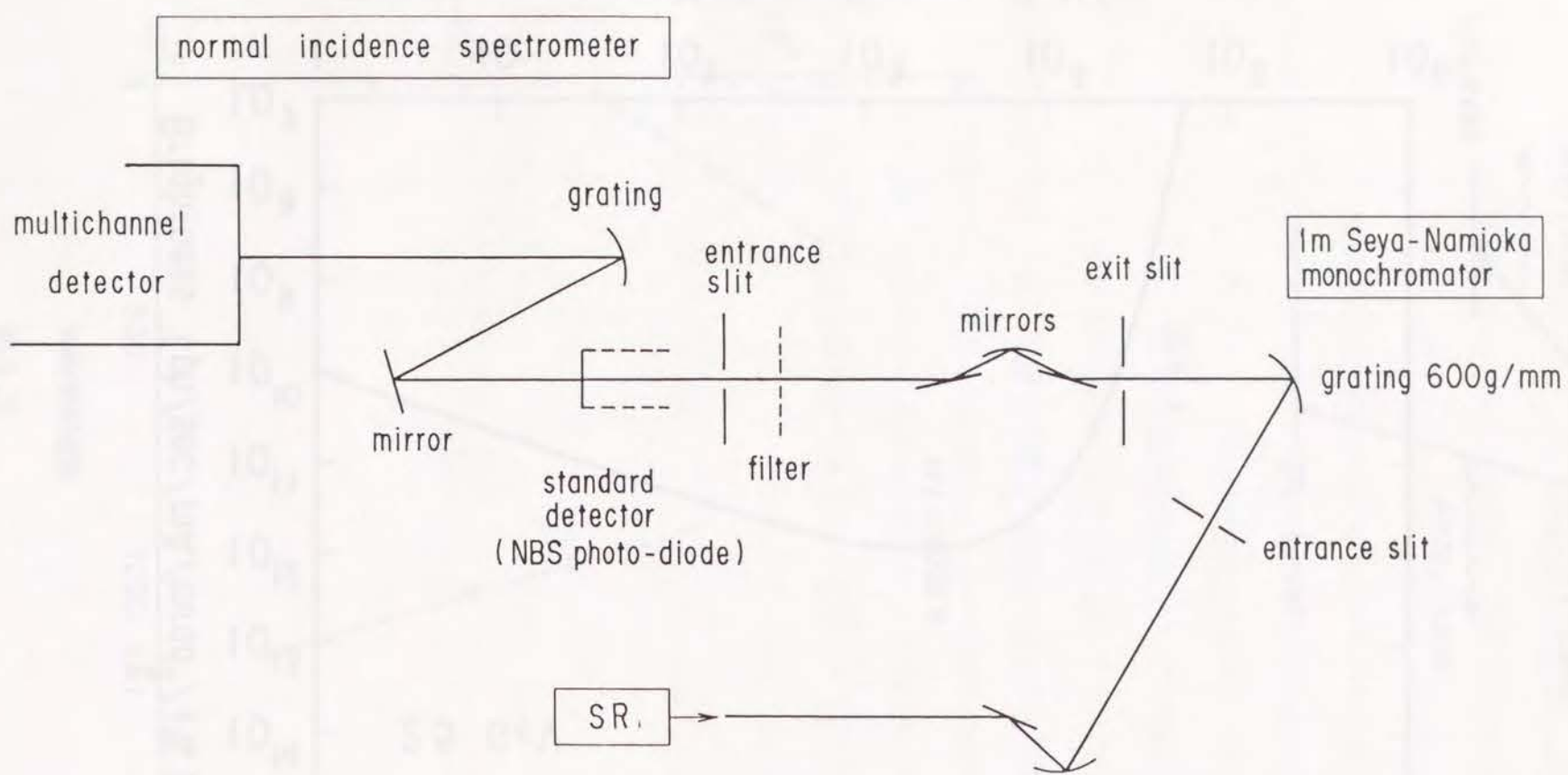


图 5.4

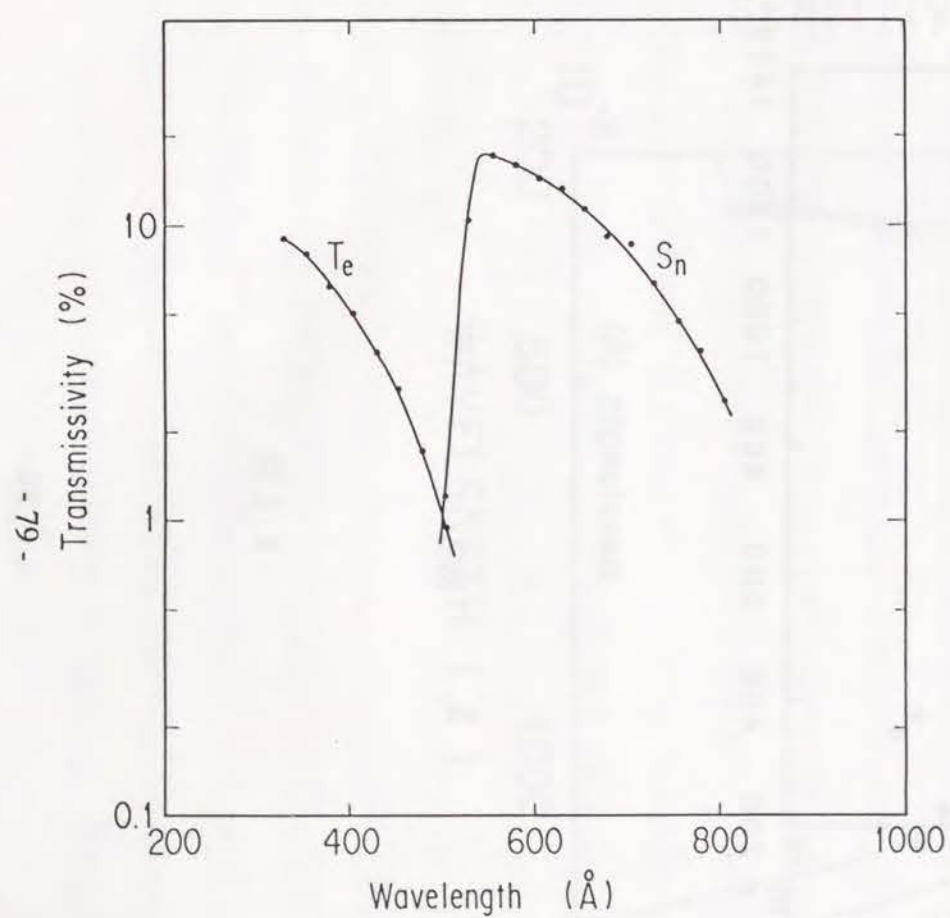


图 5.5

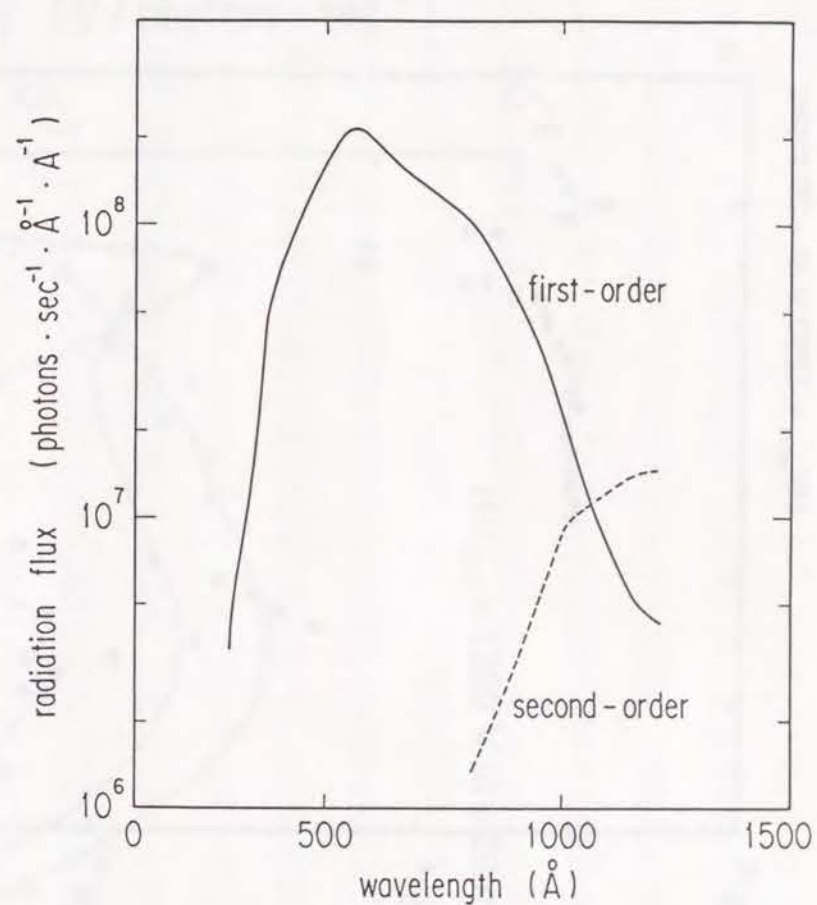


图 5.6

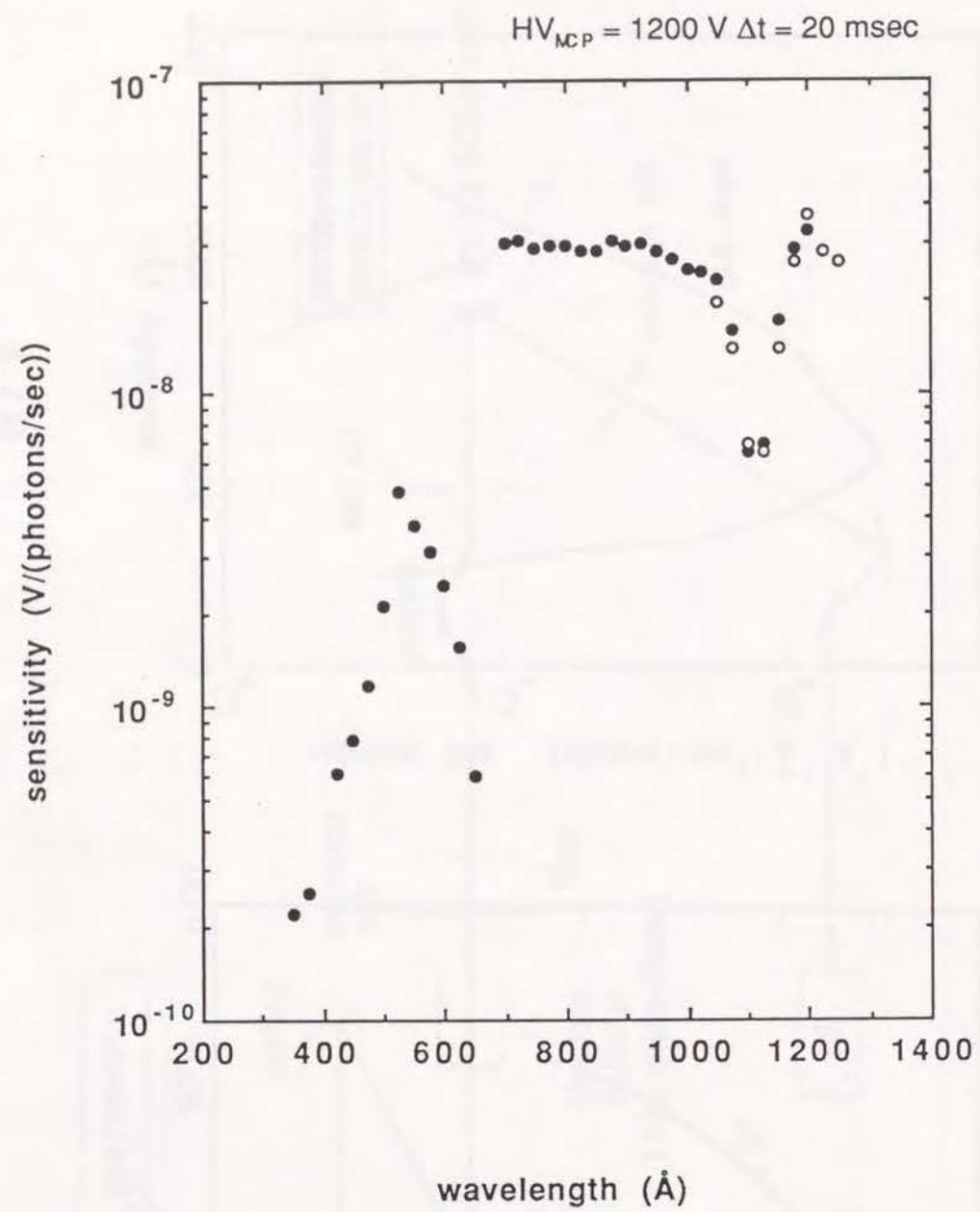


图 5.7

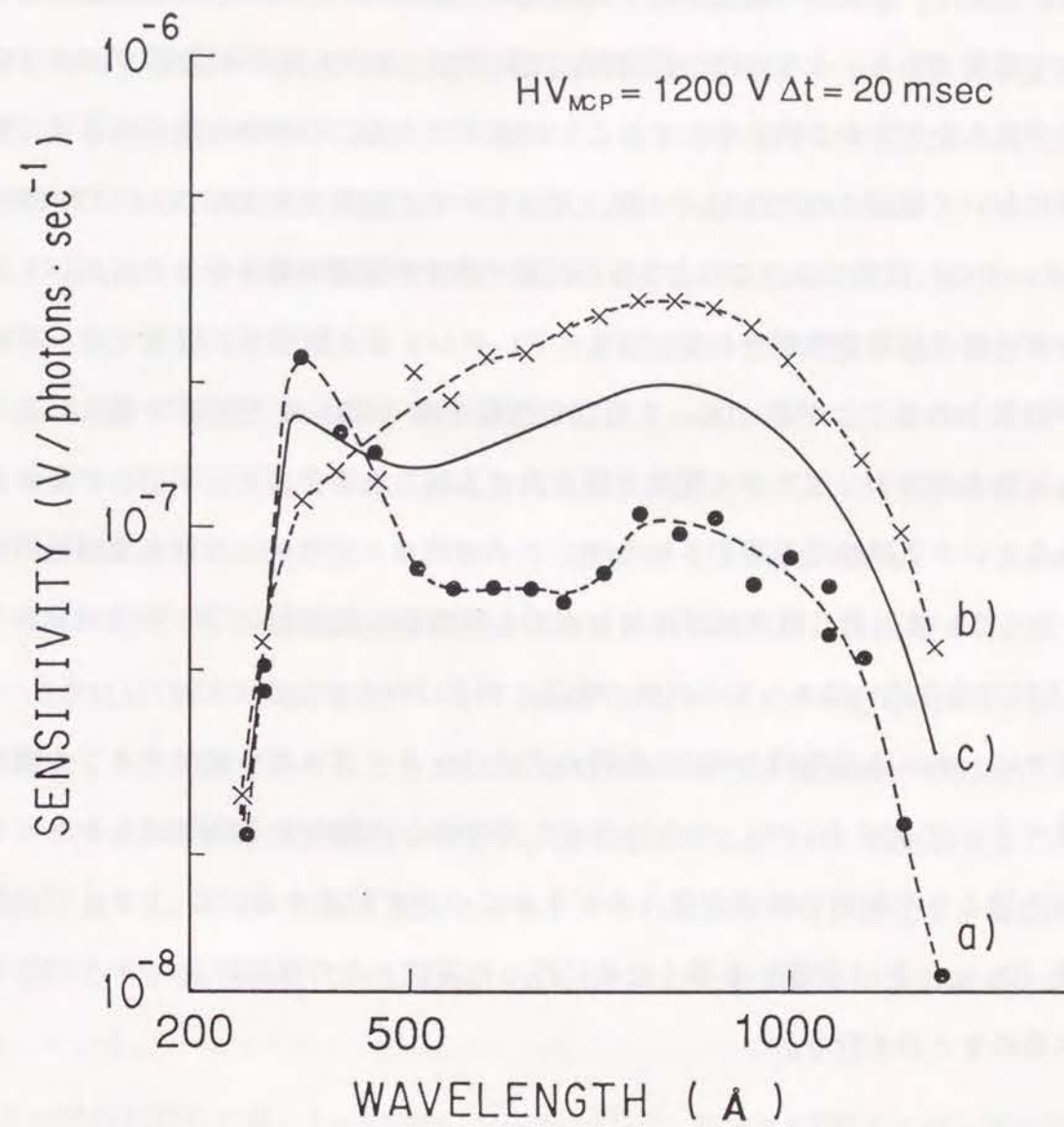


图 5.8

プラズマ壁相互作用で発生した不純物は、拡散や対流によって、プラズマ全体に輸送される。この輸送現象によって、プラズマ中の不純物の空間分布および閉じ込め時間が決まる。従って、不純物の輸送に関する研究は、プラズマ中での不純物挙動を知るうえにおいて重要である。とりわけ、理論的[1,2]に予言されている不純物のプラズマ中心への集中があるかどうかを明らかにすることが重要である。不純物の集中現象は、幾つかの実験において観測された[3-5]。一方、大型トカマク装置であるJETおよびTFTRの通常の(Lモードの)放電では、このような不純物の集中が観測されなかった[6,7]。しかし、エネルギー閉じ込めが改善される(Hモード、ペレット入射等の)放電では、不純物の集中が観測されることが多い[8]。また、中性粒子線(NB)をプラズマ電流と逆方向に入射した場合の方が、プラズマ電流と同方向に入射した場合より、不純物が集中する傾向があるという実験結果も報告された[9]。この傾向は、定性的には新古典理論の計算結果と一致している。同じ傾向がDITEにおいても観測された[10]。一方、PLTの実験では、NBの入射方向の違いによって不純物の輸送に相違はみられなかった[11]。

本章では、オーム加熱時とNBI加熱時のダイバータープラズマ中のチタンの輸送について述べる。JT-60において、チタンがプラズマ中心に集中する傾向があるかどうか、加熱方法により不純物の輸送が違ってくるかどうかについて記述する。6.1では不純物の輸送係数(D 、 c_v 、3.1参照)を導くために行った実験とその解析結果について述べ、6.2で本章のまとめを行う。

6.1 実験と解析結果

流入した不純物は、輸送によって、プラズマ中に拡がり、その後ある時定数(粒子閉じ込め時間、 τ_p)をもって流出する。この粒子閉じ込め時間と輸送係数は、軸対称プラズマの近似で、 $\tau_p = 0.173 (a^2/D) \exp(0.34c_v/a)$ と関係付けられる[12]。ここで、 a はプラズマ副半径を示す。また、定常状態での不純物の集中度は、 c_v を用いて表される(式3.5

参照)。不純物が瞬間的に流入した場合、まず、周辺プラズマの低温領域で、低電離の不純物イオンのスペクトル線強度が大きくなる。続いて、不純物がプラズマ中心の高温領域に輸送されるに従って、高電離イオンのスペクトル線強度が大きくなる。その後、不純物がプラズマから流出するに従って、スペクトル線強度が小さくなる。本章では、チタンが瞬間的に入射した時に観測されたチタンのスペクトル線(Ti XX 259.3Å, Ti XXI 2.610Å)強度の時間変化を、非定常1次元不純物輸送コード(第3章参照)を用いて計算した結果と比較して輸送係数を求めた。この時、チタンの流入量の時間変化を、Ti XIII 23.356 Åの線強度の変化に一致するように与えて計算した。

Ti XXIのスペクトル線は結晶分光器(A-4-c)で、Ti XXおよびTi XIIIのスペクトル線はローランド型斜入射分光器(A-4-f)および空間分解軽元素不純物測定サブシステム(A-4-a)で観測した(第4章参照)。輸送コードを用いた計算では、レーザー散乱およびフーリエ分光器によって測定された電子温度とサブミリ波干渉計によって得られた電子密度をプラズマパラメーターとして与えた(第2章参照)。

オーム加熱時の不純物輸送の係数は、偶然にチタンが流入した放電(プラズマ電流 $I_p = 1.5 - 2.0$ MA、線平均電子密度 $\bar{n}_e = (1 - 3) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、トロイダル磁場 $B_T = 4.5$ T)を解析して決定した。実験で得られたTi XXとTi XXIのスペクトル線強度の時間変化および輸送コードによる計算結果を図6.1に示す。図で示されるように、輸送係数として $D = 1 - 2 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$ 、 $c_v = 0 - 1$ を用いれば、観測されたチタンの線強度の時間変化を、輸送コードの計算で再現できる。特に、 $D = 1 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$ 、 $c_v = 0$ を用いた計算結果が実験結果と最もよく一致している。

NBI加熱時に対しては、 $I_p = 1.5$ MA、 $\bar{n}_e = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、 $B_T = 4.5$ Tのダイバーター放電に、プラズマ電流と同方向にNBを8.5 MW入射した場合と、逆方向に8 MW入射した場合の2種類の実験を行った。図6.2に示すように、NBI加熱中に瞬間的(時刻6.3秒、0.1秒間)にリミター配位にして、プラズマ壁相互作用を強くすることによって、チタンを強制的に流入させ、再びダイバーター配位にもどした。図6.3にその時の電子密度お

よび電子温度を示す。NBI加熱に伴い電子温度は1 keVから2 keVに上昇し、電子密度は $6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ から $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ に減少した。リミター配位の間は、水素のリサイクリングが大きくなり、電子密度が40 %上昇し、電子温度は17 %程度低くなった。リミター配位にしたことにより、プラズマはその後の6.45秒の時刻まで乱れている。しかし、後に述べるようにTi XXIのスペクトル線強度は、時刻6.5秒付近に最大に達するので、配位をダイバーターに戻した時刻のすぐ後の時間（6.45秒の時刻まで）を除けば、輸送解析が可能である。図6.4に、プラズマ電流と同方向にNBを入射した放電で観測されたTi XIII、Ti XXIの線強度の時間変化と輸送コードによる計算結果を示す。図に示されるように、 $D = 1 - 2 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$ 、 $c_v = 0 - 2$ の輸送係数を用いて計算した結果が実験結果をよく再現している。また、図6.5にプラズマ電流と逆方向にNBを入射した放電の観測結果と計算結果の比較を示す。図6.5 (a) の観測結果ではTi XXIのスペクトル線強度が6.66秒において大きくなっているが、これは鋸歯状振動 (sawtooth oscillation) による。この時間変化は本章で対象とするプラズマ全体の不純物の輸送現象に比べて十分速いので、ここではこの変化を取り扱わない。(計算結果に見られる6.66秒付近の線強度の増加は、電子温度の上昇による。) 図6.5 から、 $D = 1 - 2 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$ 、 $c_v = 0 - 2$ の輸送係数を用いて実験結果を再現できることがわかる。また、図6.5 (b) では、オーム加熱時と同じ $D = 1 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$ 、 $c_v = 0$ の輸送係数を用いた計算結果が、最もよく実験結果を再現している。

6.2 結言

チタンがプラズマに瞬間的に流入した後のチタンのスペクトル線 (Ti XX, Ti XXI) 強度の時間変化を解析することによって、オーム加熱時およびNBI加熱時のダイバーター放電における不純物輸送を研究した。その結果、 $D = 1 - 2 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$ 、 $c_v = 0 - 2$ の輸送係数を用いた計算結果が実験結果をよく再現することがわかった。すなわち、JT-60では、不純物の内側への流れは小さく、不純物のプラズマ中心への集中はみられなかった。これは、不純物の輸送過程として、異常拡散が支配的であることを示す。この結果は、他の大型トカマクのLモード放電で得られた結果と一致する。また、NBI加熱時 (NBの入

射方向を変えた場合も含めて) とオーム加熱時において、不純物輸送に明らかな違いはみられなかった。次章の不純物量の評価では、ここで得られた輸送係数を用いる。

第6章 参考文献

- [1] J. W. Conner, Plasma Physica 15 (1973) 765.
- [2] T. Tuda and M. Tanaka, J. Phys. Soc. Japan 38 (1975) 1228.
- [3] V. I. Gervides and S. V. Krupin, Soviet Phys. JETP Letters 18 (1973) 106,
MATT-TRANS-109, Princeton Plasma Physics Lab. (1973).
- [4] V. A. Vershkov and S. V. Mirmov, Nucl. Fusion 14 (1974) 383.
- [5] Doublet III Group, J. Nucl. Mater. 93&94 (1980) 259.
- [6] K. Behringer, A. Boileau, and F. Bombarda, in Plasma Physics and Controlled
Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th. Int. Conf. Kyoto), Vol. 1, IAEA, Vienna
(1987) 197.
- [7] K. W. Hill, V. Arunsalam, M. G. Bell, in Plasma Physics and Controlled
Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th. Int. Conf. Kyoto), Vol. 1, IAEA, Vienna
(1987) 207.
- [8] G. Fussmann, J. Hofmann, G. Janeschitz, et al., J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 14.
- [9] R. C. Isler, L. E. Murray, S. Kasai, D. E. Arnurius, and S. C. Bates, Phys. Rev. Lett.,
31 (1981) 649.
- [10] J. Allen, G. E. Austin, K. B. Axon, et al., in Plasma Physics and Controlled
Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th. Int. Conf. Kyoto), Vol. 1, IAEA, Vienna
(1987) 227.
- [11] S. Suckewer, A. Cavallo, S. Cohen et al., Nucl. Fusion 24 (1984) 815.
- [12] G. Fussmann, Nucl. Fusion 26 (1986) 983.

付図の説明

図6.1 オーム加熱放電において観測されたチタンのスペクトル線強度の時間変化と輸送コードによるその計算結果。

(a) Ti XX 259.3 Å, (b) Ti XXI 2.610 Å。

輸送コードによる計算結果については、輸送係数として(1) $D = 1 \text{ m}^2 \text{sec}^{-1}$ 、 $c_v = 0$ 、(2) $D = 1 \text{ m}^2 \text{sec}^{-1}$ 、 $c_v = 1$ 、(3) $D = 2 \text{ m}^2 \text{sec}^{-1}$ 、 $c_v = 1$ を用いたものを示す。

図6.2 NBI加熱中にチタンを流入させるために変化させたプラズマ配位。

時刻6.3秒に100 ms程度の間リミター配置にして、チタンを強制的に流入させた。

図6.3 NBI加熱中にチタンを流入させた放電における電子密度および電子温度。

(a) 線平均電子密度の時間変化、(b) プラズマ中心の電子温度の時間変化、
(c) 電子密度分布、(d) 電子温度分布。

左図はプラズマ電流の方向と同方向にNBを入射した放電を、右図は逆方向に入射した放電を示す。

図6.4 NBI加熱放電で観測されたチタンのスペクトル線強度の時間変化と輸送コードによるその計算結果(プラズマ電流と同方向にNBを入射した場合)。

(a) Ti XIII 23.356 Å, (b) Ti XXI 2.610 Å。

輸送コードによる計算結果として、輸送係数として $D = 0.5 - 2 \text{ m}^2 \text{sec}^{-1}$ 、 $c_v = 0 - 2$ を用いたものを示す。

図6.5 NBI加熱放電で観測されたチタンのスペクトル線強度の時間変化と輸送コードによるその計算結果(プラズマ電流と逆方向にNBを入射した場合)。

(a) Ti XXI 2.610 Å, (b) Ti XX 259.3 Å。

各線は図6.4に示した輸送係数を用いた計算結果を示す。

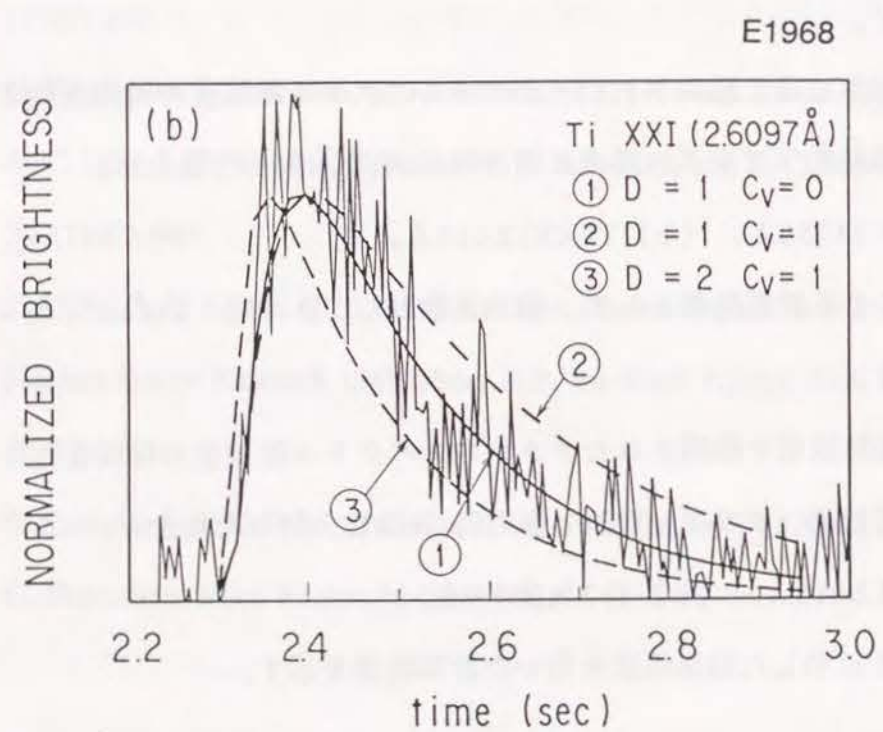
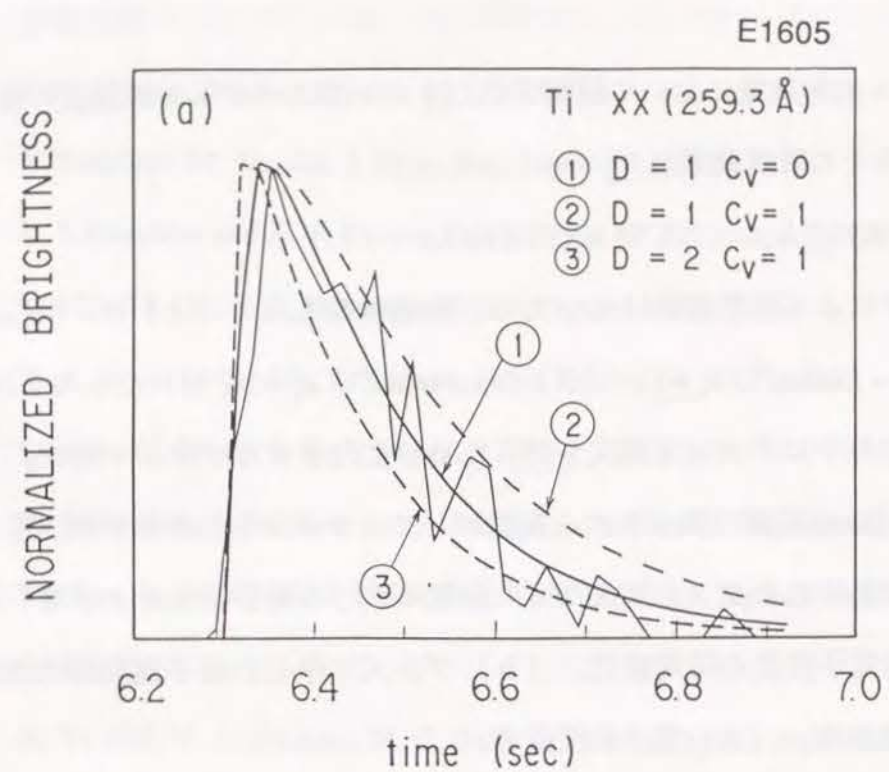


图 6.1

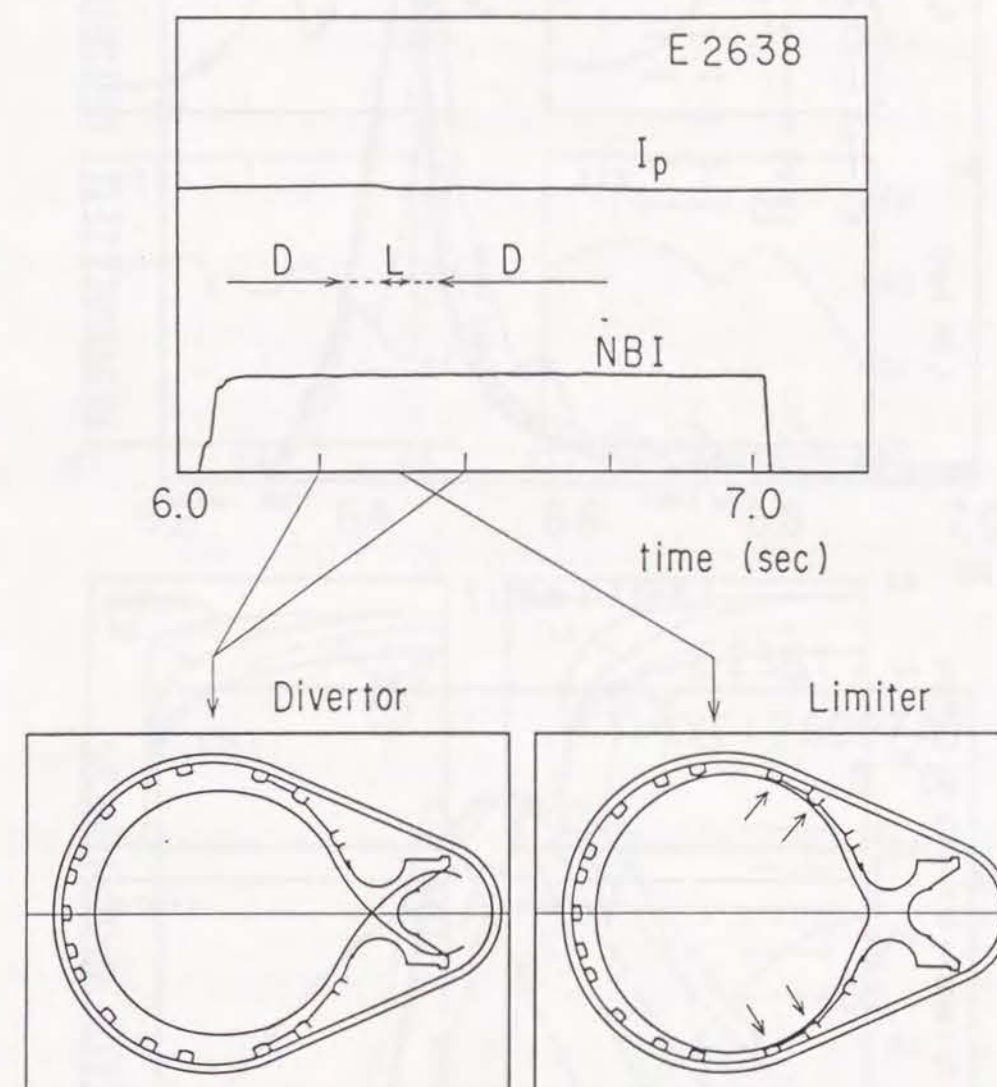


图 6.2

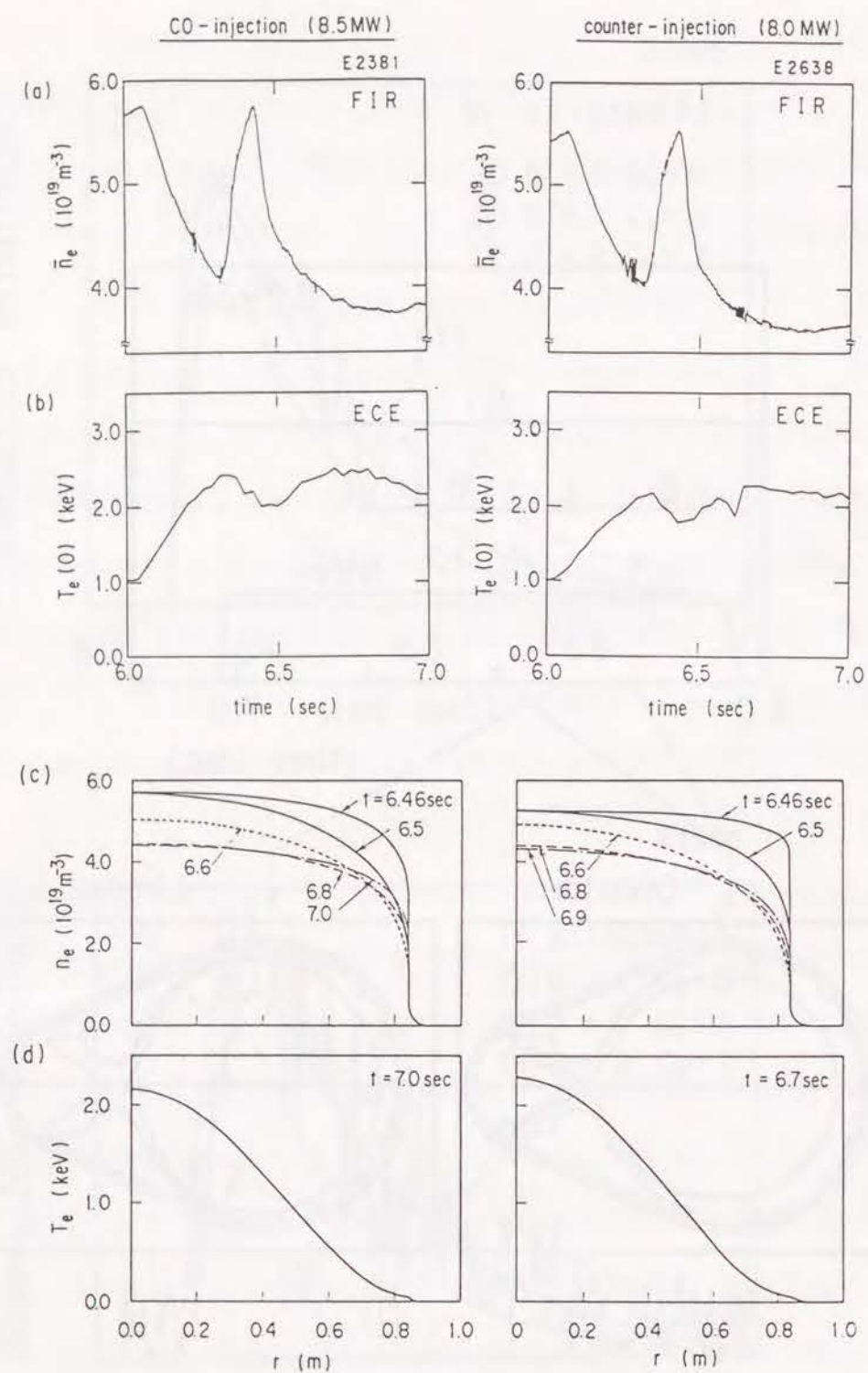


图 6.3

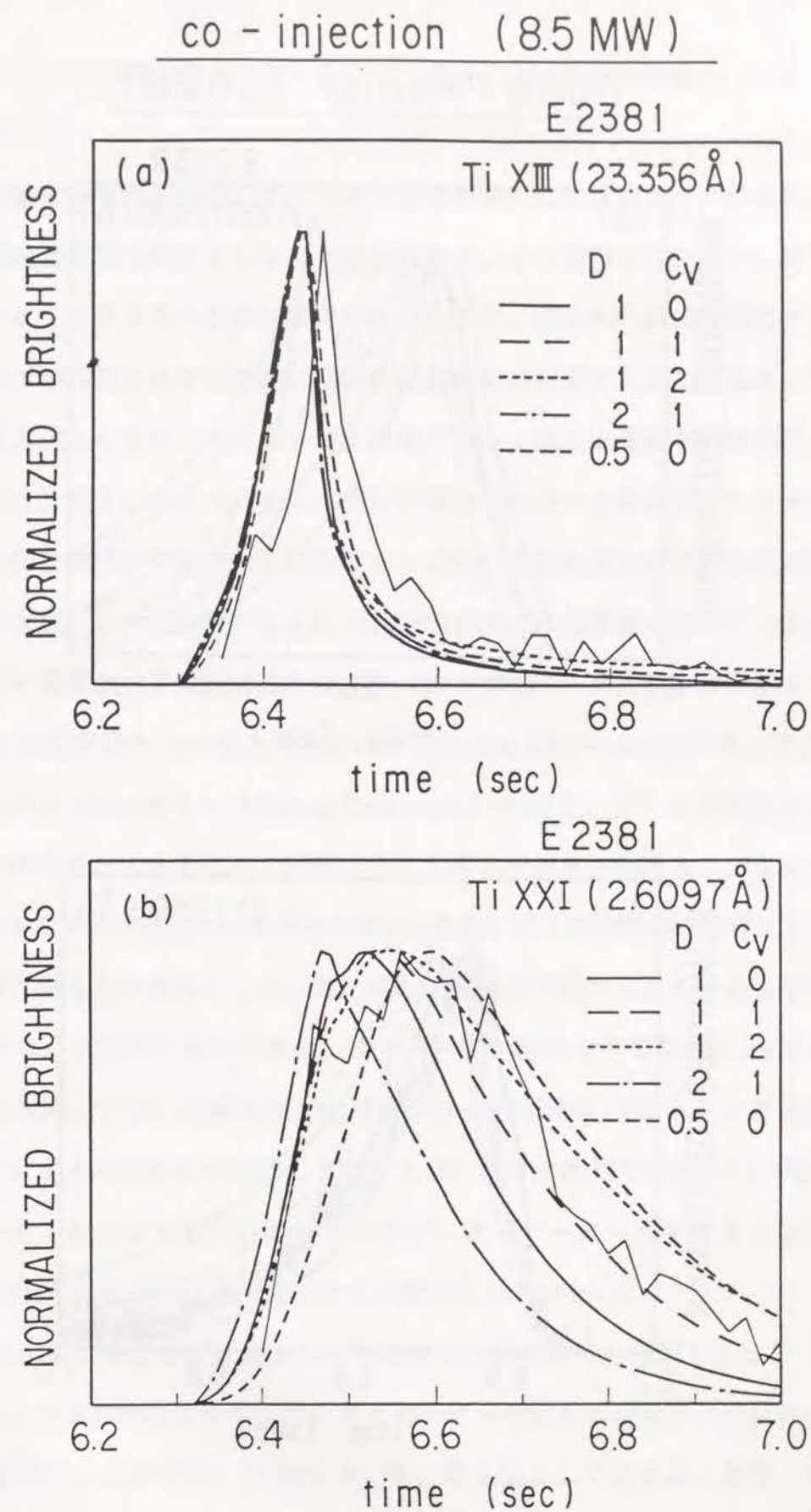


图 6.4

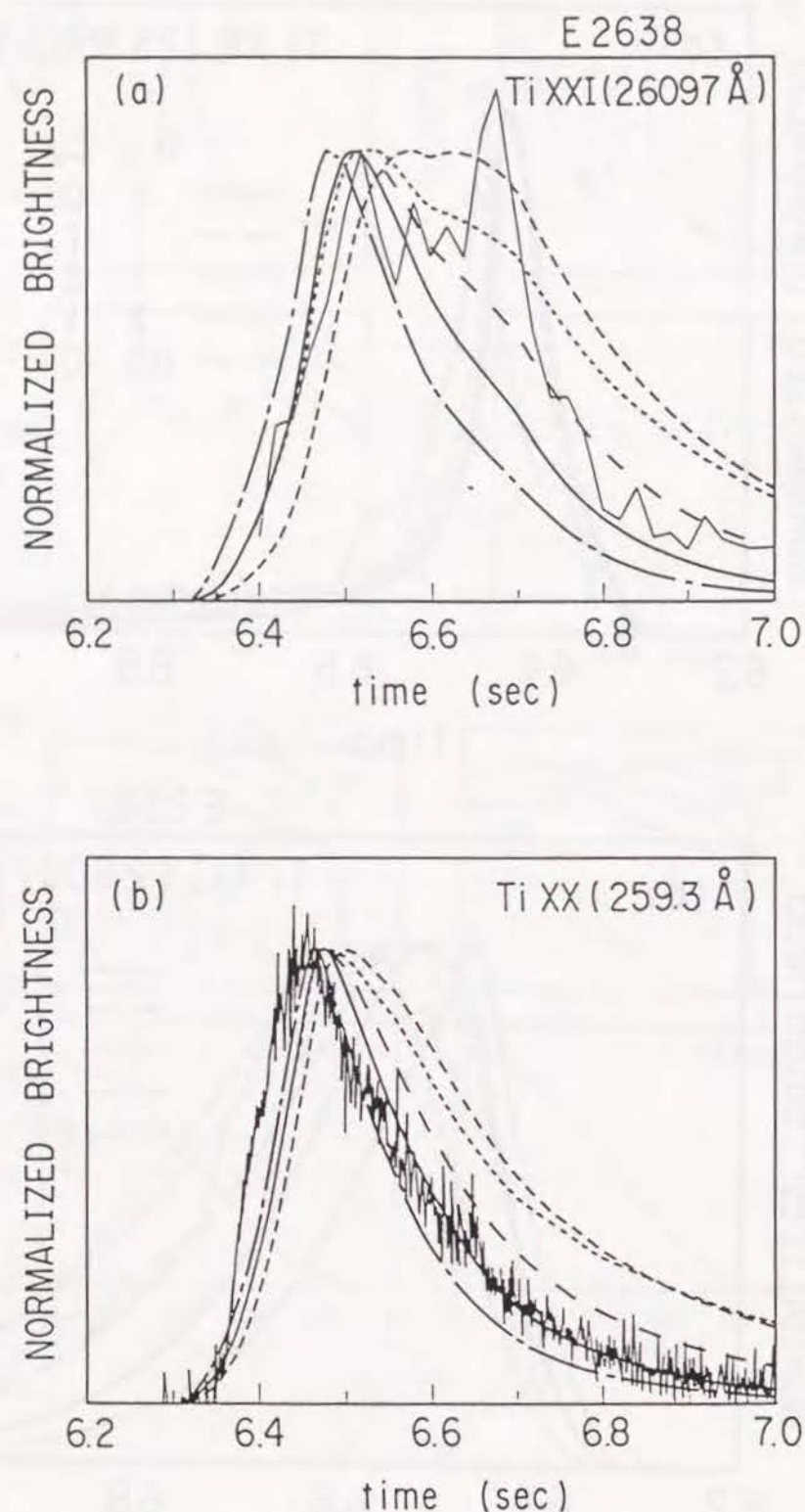


図6.5

将来の核融合炉実現を目指して、トカマクプラズマの性能を向上させるためには、その中の不純物量を極力少なくしなくてはならない。その理由は二つあり、第1は高電離不純物によってエネルギーの放射損失が生じること、第2は不純物が増加することによって動作ガスが希釈されて実効的に核融合出力密度が減少することである。不純物量を減少させる方法としては、次の2つが直接的である。第1は適切な材料を第1壁として選択すること、第2はダイバーターによって周辺プラズマを制御することである。金属壁を用いた従来の実験では金属不純物によって生じる放射損失が深刻な問題であったので、現在の大型トカマク装置であるJETおよびTFTRでは炭素壁を用いている。しかし、JETおよびTFTRにおいて大きなエネルギー（20 MW程度）を入射する実験では、炭素壁の一部分で温度が 1800°C を越えてRadiation Enhanced Sublimation[1]によって炭素の急激な流入（Carbon BloomあるいはCarbon Catastrophe）が起き、プラズマ性能が大きく劣化することが報告されている[2,3]。将来、更に入射エネルギーが増大し、また実際に核反応によるエネルギーが放出される核融合炉になると、第1壁の損傷が非常に大きくなり、炭素壁が耐え得るとは考えにくい。例えば、国際協力が進められている次期装置の検討（ITER）では、炭素壁を用いた場合、ダイバーター板は1年間で約20 cm削られると評価されている[4]。一方、金属を用いた場合にはその損傷は1 mm以下と評価される。ダイバーターによる不純物制御に関しては、大型トカマク装置ではJETおよびJT-60においてダイバーター配位で実験が行われているが、ダイバーター室を有する配位の実験はJT-60のみであり、世界的にも未だ十分には調べられていない。

JT-60では、第1壁として金属を用いた実験と炭素を用いた実験を行った（図2.3参照）。また、プラズマ配位としては、ダイバーター配位およびリミター配位を採用した（図2.4参照）。本章では、JT-60において、第1壁としては金属と炭素、プラズマ配位としてはダイバーターとリミターで行った放電の、オーム加熱（OH）時およびNBI加熱時（20 MW程度）のプラズマ中の不純物量について述べる。ここでは、主半径が約

3.11 m、副半径が約0.87 mのプラズマの定常状態でのデータを取り扱う。7.1では、観測されたスペクトルから、不純物量を評価する方法とその精度について述べる。7.2では、各放電条件における不純物量の測定結果について述べる。7.3では、前節で得た結果に基づいて、不純物による放射損失および動作ガスの希釈の問題を考察する。最後に、7.4に本章のまとめを行う。

7.1 不純物量の評価方法および信頼性

次節で述べるように、JT-60プラズマでは、金属不純物としてはチタンが主であり、軽元素不純物としては酸素と炭素が主である（図4.13参照）。ここでは、次節で取り扱うプラズマ中のチタン、炭素、酸素の量を、分光測定結果から評価する方法について述べる。また、その方法によって得られた結果の信頼性について述べる。

7.1.1 チタンの量の導出法

電子温度 (T_e) と電子密度 (n_e) の分布を $T_e = T_e(0)(1-(r/a)^2)^{1.5}$ 、 $n_e = n_e(0)(1-(r/a)^2)^{0.5}$ であると仮定する。この分布は、レーザー散乱およびサブミリ波干渉計（第2章参照）によって得られた平均的な形である。また、JT-60ではスクレープオフ層における電子温度および電子密度が測定されていないので、他の大型トカマクで測定された典型的な値（最外殻磁気面上での電子温度80 eV、電子密度 $5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、スクレープオフ層の幅4 cm）を仮定する。この電子温度および電子密度の分布を採用し、1次元不純物輸送コード（第3章参照）を用いて、チタンイオンの空間密度分布を計算した。そこでは、輸送係数として、前章で得られた値 ($D = 1 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$ 、 $c_v = 0$) を用いた。また、体積積分のチタンの量を電子密度の0.01 %とした。図7.1に計算結果の1例として、 $T_e(0) = 3.0 \text{ keV}$ 、 $n_e(0) = 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のNBI加熱プラズマにおけるチタンイオンの空間分布を示す。 Ti^{19} の密度は $r/a = 0.64$ で最大値をとり、プラズマ全体に広く分布している。コロナモデル（式3.11）に従って各空間点での $\text{Ti XX } 2s^2 S_{1/2} - 2p^2 P_{3/2} (259.27 \text{ \AA})$ の発光率を計算し、それを中心コードで積分した値を表7.1の第4行目に示す。幾つかの $T_e(0)$ 、 $n_e(0)$ の組み

合せに対して同様に計算された結果も表7.1に示す（表7.1、第4列目）。スペクトル線の強度自体は、プラズマパラメーター (T_e 、 n_e) の変化に大きく依存する。線積分した電子密度を2乗し、その値で線強度を規格化した値を表7.1の第5列目に示す。この規格化された強度は、プラズマパラメーターにあまり依存せず、 $2.2 \times 10^{22} \text{ photons m}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ より25 %以上は変化しないことが見いだされる。本章では、ローランド型斜入射分光器（4.1参照）で観測された線強度を上のように規格化し、それを上記の値と比較することによってチタンの量とした。先の電子温度および電子密度の分布形状の仮定は、本章で取り扱うプラズマに対して最終的に導出されるチタンの量にほとんど影響しない。これは、 Ti^{19} がプラズマ中に広く分布していること、このイオンの存在する領域では2s-2pの励起係数の電子温度依存性が小さいこと、JT-60プラズマの電子密度分布が平坦であることによる。

計算モデルの誤差をファクター2程度[5]、斜入射分光器の感度較正の誤差を50 %程度[6]として、この方法で得られたチタンの量の誤差はファクター2-3程度と評価できる。この方法によって求められたチタンの量は、軟X線の波高分析器の測定から評価された結果[7]に比べて大きくなる傾向があるが、2つの評価方法の誤差の範囲内で一致している。

7.1.2 炭素および酸素の量の導出法

周辺プラズマ中の軽元素の水素様イオンは電離過程にある。水素様のイオンの電離係数と1s-2pの励起係数の比はあまり温度に依存しない。従って、1s-2pのスペクトル線強度は完全電離イオンの発生量におよそ比例する。また、炭素と酸素の輸送現象には大きな違いがあるとは考えられない。従って、C VI 1s-2pとO VIII 1s-2pの強度比 ($I(\text{C VI } 1s-2p)/I(\text{O VIII } 1s-2p)$) はプラズマパラメーターにあまり影響されず、炭素と酸素の量の比 (n_c/n_o) におよそ比例すると考えられる[8]。JT-60プラズマについても、輸送コードで計算したところ $n_c/n_o = k \times I(\text{C VI } 1s-2p)/I(\text{O VIII } 1s-2p)$ と表現でき、 k はおおよそ1に近い値をとることがわかった。この値は40 %以上変化することがないので、この2本のスペク

トル線の強度比の測定は、プラズマ中に存在する炭素と酸素の量を直接的に与える。ところが、JT-60ではこの波長領域において相対感度校正された分光器がない。そこで、以下の解析では、真空紫外多チャンネル分光器の感度がC VI (33.74Å) とO VIII (18.97Å)の波長で同じとする。この波長領域で大きく感度が変わらないという仮定は、回折格子の入射角が89°であり表面が白金で被膜されているのでこの波長領域で反射率が大きく変化するとは考えられないこと、ホログラフィック回折格子のためブレイズの効果がないことに基づいている。例として、図7.2に示すNBI加熱のダイバーター放電を取り上げ、時刻6.8秒のデータを解析する。C VIとO VIIIのスペクトル線強度は、検出器の出力として、それぞれ1.9 Vおよび3.2 Vである。また、この時刻の Z_{eff} は、3.5であった。JT-60プラズマでは、 Z_{eff} に対する金属不純物の寄与は小さく、 Z_{eff} はほとんど炭素と酸素の量のみで決る。また、炭素および酸素は、周辺プラズマ領域を除けば、プラズマ全体ではほぼ完全電離状態にある(図7.3参照)ので、次の近似が成り立つ。

$$Z_{\text{eff}} = \frac{n_{\text{H}^+} + \sum z_i^2 n_i}{n_e} = 1 + \sum (z_i^2 - z_i) \frac{n_i}{n_e} = 1 + \frac{n_{\text{C}}}{n_e} (30 + 56 \frac{n_{\text{O}}}{n_{\text{C}}}) \quad (7.1)$$

ここで、 i は不純物を示し、 n はその添え字で表される粒子の密度を、 z_i は電離度を示す。ここで、 $n_{\text{O}}/n_{\text{e}}$ がO VIIIとC VIの強度比で与えられるとすると、観測された Z_{eff} の値とスペクトル線強度より、 $n_{\text{O}}/n_{\text{e}} = 2.0\%$ 、 $n_{\text{C}}/n_{\text{e}} = 3.4\%$ の結果を得る。

炭素の量は、他の方法でも導出した。絶対感度が校正された斜入射分光器を用いてC V 1s²-1s2pの線強度を測定し、これを輸送コードを用いて得られた線強度と比較して炭素の量を導いた。上と同じ図7.2に示された放電の時刻6.8秒では、レーザー散乱によって電子温度 ($T_e = 2.5 \times (1 - (r/a)^2)^{1.3}$ keV)、サブミリ波干渉計によって電子密度 ($n_e = 2.5 \times 10^{19} \times (1 - (r/a)^2)^{0.82}$ m⁻³) が得られている。図7.3に、不純物輸送コードの計算で得られたこの時刻での炭素のイオン密度分布を示す。ここで得られたC^{IV}の密度分布から、コロナモデル(式(3.11))を用いて計算される中心コードでのスペクトル線強度

を実験値と比較して、 $n_{\text{C}}/n_{\text{e}} = 2.8\%$ を得た。これは、上記の方法で得られた炭素の量2%に近い。種々の放電について2つの解析方法から導かれた炭素の量の比較を図7.4に示す。前者の方法では分光器の相対感度を仮定したにも拘らず、2つの方法で得られた炭素の量は、さまざまな条件のプラズマで、ファクター2程度の範囲内で一致している。前者の方法は、 Z_{eff} の実測値を用いているので、プラズマ中心部の軽元素不純物量の情報を直接に反映している。一方、後者では周辺プラズマに関する実測値しか利用していない。また、周辺プラズマにおける電子温度および電子密度の測定値には、比較的大きな誤差が含まれ得る。従って、プラズマ全体についての不純物量として、前者の方法を用いた結果の方が信頼性が高い。次節では、前者の方法を採用する。この方法から導かれる炭素と酸素の量の誤差は、ファクター2-4程度である評価した。ただし、 Z_{eff} は信頼性が高い(誤差30%程度)ので、炭素あるいは酸素のうち主に Z_{eff} を決定する主要な不純物についての誤差は小さい。

7.2 不純物量と放射損失

この節では、第1壁として金属を用いた場合と炭素を用いた場合に分けて、プラズマ中の不純物量について述べる。それぞれの第1壁において、ダイバーター配位とリミター配位を採用した場合について述べるが、金属壁を用いた実験は主にダイバーター配位で行われたので、それについてはダイバーター配位に重きをおいて記述することにする。

7.2.1 金属壁を用いた場合の不純物量と放射損失

オーム加熱のリミター放電で得られたスペクトル(図4.13(a)参照)には、酸素と炭素のスペクトル線に加えて、チタンとモリブデンのスペクトル線が観測された。このようにリミター放電では、金属不純物が多く、後で述べるように、それによって生じる放射損失は非常に大きい。一方ダイバーター放電では、金属不純物のスペクトル線強度が小さく、真空紫外多チャンネル分光器では観測できない(図4.13(b)参照)。ダイバーターによる金属不純物の減少が、図4.13のスペクトルの違いに明らかに示

されている。オーム加熱のダイバーター放電において、波高分析器によって得られた軟X線のスペクトルを図7.5に示す。チタンの $K\alpha$ 線および $K\beta$ 線とニッケルの $K\alpha$ 線が同定できる。この軟X線のスペクトルの解析により、多くの放電においてニッケルの量はチタンの量の1/5程度であると評価された。従って、ダイバーター放電では、炭素、酸素、およびチタンが主な不純物である。

オーム加熱時とNBI加熱時における Z_{eff} の電子密度依存を図7.6に示す。 Z_{eff} は、電子密度の増加と共に減少し、密度が $3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以上の領域ではその減少が緩やかになる傾向がある。NBI加熱の放電に対しては、その密度依存が明らかではない。 Z_{eff} は、オーム加熱時には電子密度(n_e)が $4.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ で約1.4、NBI加熱時には同じ電子密度で約1.6である。また、リミター放電での Z_{eff} はダイバーター放電での値より大きい。

7.1で述べた方法によって決定された炭素と酸素の量を、ダイバーター放電について図7.7に示す。炭素の量は電子密度が増加するに従って減少するが、酸素の量の電子密度依存性は小さい。即ち、密度が増加するに従って、炭素の量の酸素の量に対する比は減少する。この傾向は、他のトカマク装置でも観測されている[9,10]。電子密度の増加によって炭素の量が減少する傾向は、炭素の発生機構が主に物理的スパッタリングによること示唆する。オーム加熱時には、電子密度が $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ で、酸素の量は電子密度の0.8%であり、炭素の量は0.05%である。NBI加熱時には、プラズマと壁との相互作用が大きくなるので、不純物量はオーム加熱時に比べて幾分大きくなる。NBI加熱時には、電子密度が $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ で、酸素の量は電子密度の1%であり、炭素の量は0.1%である。

ダイバーター放電におけるオーム加熱時とNBI加熱時のチタンの量を図7.8に示す。チタンの量は電子密度の増加に伴い指数関数的に減少し、またプラズマ電流が大きくなると増加する。高密度領域におけるチタンの量の減少は、軽元素に比べて著しい。金属のスパッタリングが生じるためには、壁に入射する粒子に大きなエネルギーが必要である。従って、チタンの量の密度依存性およびプラズマ電流依存性は、プラズマの周辺温度に関係していると考えられる。同じ傾向が他のトカマク装置でもみられる[11,12]。電子密度が $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ で、オーム加熱時にはチタンの量は電子密度の0.0015%、NBI加熱時

には0.006%程度である。

ボロメーターによる放射損失の測定結果は参考文献[13,14]にまとめられている。ダイバーター配位の場合、オーム加熱時には加熱入力15-40%が主プラズマから放射され、またNBI加熱時には加熱入力10-15%が放射された。ダイバーター配位のオーム加熱時に対して、先に得られた不純物量の結果を用いて輸送コードで計算すると、電子密度が $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ で主プラズマからの放射損失の約90%が酸素のスペクトル線によるものであり、炭素に起因するものは約4%、チタンによるものは約6%となった。また、NBI加熱のダイバーター放電では、電子密度が $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ で、放射損失における酸素、炭素、チタンの割合は、それぞれ80%、7%、20%程度となった。従って、金属壁を用いたダイバーター放電では、いずれの場合も放射損失の多くは酸素に起因するものであり、金属の寄与は小さい。

7.2.2 炭素壁を用いた場合の不純物量と放射損失

第1壁の40%に炭素を用いた場合のNBI加熱のリミター放電で得られた5-500Åの波長域の典型的なスペクトルを図7.9に示す。炭素と酸素のスペクトル線は観測できるが、金属のスペクトル線は多チャンネル分光器では観測できないほど弱い。しかし、ローランド型斜入射分光器の15-55Åの写真ではチタンのスペクトル線がみられる(図4.5参照)[15]。また、その写真では他の金属のスペクトル線は観測できなかった。即ち、軽元素不純物としては炭素および酸素が主であり、金属ではチタンが主な不純物である。このチタンは、炭素に換えていない第1壁の被覆(TiC)から生じたものである。

炭素壁を用いた実験におけるチタンの量を図7.10に示す。オーム加熱の放電では、ダイバーター配位の場合の方がリミター配位の場合に比較して、チタンの量は1/3程度に減少している。チタンの量は、電子密度が $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の時、ダイバーター配位で電子密度の 3×10^{-5} 、リミター配位で 1×10^{-5} 程度である。NBI加熱時のチタンの量は、オーム加熱時に比べて3-10倍になり、ダイバーターとリミターの差は明らかではない。電子密度が $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ で、電子密度の 5×10^{-6} から 2×10^{-5} 程度の量である。金属壁を用いた実験

(図7.8)と比較すると、第1壁の40%を炭素にすることにより、チタンの量が1/3-1/5に減少したことがわかる。チタンの量のダイバーター効果による減少は、オーム加熱時には明らかであるが、NBI加熱時には明らかにはみえない。

炭素壁を用いた実験における Z_{eff} の電子密度依存を図7.11に示す。図7.6と比較すると、オーム加熱時には第1壁を炭素に換えたことによる変化はみられないが、NBI加熱時には Z_{eff} は明らかに大きくなっている。NBI加熱の場合、電子密度が $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の領域で、 Z_{eff} はリミター配位で3程度、ダイバーター配位で2.2程度である。

この時の軽元素不純物量の電子密度依存を図7.12に示す。酸素は電子密度の増加に伴い減少するが、図7.10に示したチタンの減少に比べるとその依存性は小さい。また、プラズマ電流への依存性もない。酸素の量は、リミター放電とダイバーター放電で差が小さく、NBI加熱時の電子密度が $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の領域では電子密度の1-2%である。炭素の量は、オーム加熱時には、金属壁における実験と同様に電子密度が増加するに従って、酸素の減少より速い割合で減少する。この傾向は、NBI加熱のダイバーター放電でもみられる。しかし、NBI加熱のリミター放電では、電子密度が増加しても炭素の量は減少しない。NBI加熱時の軽元素不純物のスペクトル線強度の時間変化は2つのタイプに分けられる(図4.14参照)[16]。第1のタイプは図4.14(a)に示されたようにNBの入射に伴い炭素と酸素のスペクトル線強度が同様に大きくなる場合であり、第2のタイプは図4.14(b)に示されたようにNBI加熱中に炭素のスペクトル線強度が大きくなる一方で酸素のスペクトル線強度が小さくなる場合である。第1のタイプは主にダイバーター放電で観測され、第2のタイプは主にリミター放電で動作水素ガスの供給量が少ない場合に観測された。このようにNBI加熱時のリミター放電では炭素の流入が著しく増加する。炭素の流入の増加は、第1壁の温度と関係がみられたので化学的スパッタリング[17]の可能性がある。また、酸素の流入量の減少は、プラズマ周辺の中性ガス圧に関係している[18]。NBI加熱時の炭素の量は、オーム加熱時に比較して2-10倍大きくなり、電子密度が $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の領域では、ダイバーター放電では電子密度の0.4%、リミター放電では5%程度となる。ダイバーター放電について、金属壁を用いた実

験(図7.7)と比較すると、第1壁の40%を炭素にすることによって、NBI加熱時の炭素の量は4倍程度大きくなった。また、酸素の量も2倍程度大きくなった。

ボロメーターで得られたオーム加熱時とNBI加熱時における主プラズマからの放射損失の加熱入力に対する割合を図7.13に示す。オーム加熱時には、リミター配位で50-90%、ダイバーター配位で30-60%のエネルギーが主プラズマからの放射損失によって失われる。リミター放電では、プラズマ電流が増加するにつれてその割合は減少する。加熱入力はプラズマ電流の増加により増大するが、放射損失は増加しないからである。これは、図7.12に示されたように、軽元素不純物量がプラズマ電流にあまり依存しないことによる。オーム加熱のリミター放電では、電子密度が $1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の領域で主プラズマからの放射損失の60%は酸素によるものであり、40%は炭素によるものと評価された。オーム加熱のダイバーター放電では、同じ密度領域において、酸素に起因する割合は90%、炭素に起因する割合は10%と評価された。

NBI加熱時の加熱入力に対する主プラズマからの放射損失の割合は、リミター放電では20-35%、ダイバーター放電では10-20%である(図7.13)。その割合は電子密度の増加に伴って大きくなる。図7.14に、先の分光測定結果の解析から得られた不純物量を用いて計算した主プラズマからの放射損失を示す。リミター放電では、炭素による放射損失と酸素による放射損失が同程度である。ダイバーター放電では、酸素による放射損失が主である。なお、炭素壁を用いた実験では金属による放射損失は入力の1%以下であった。また、分光測定結果の解析から得られた放射損失の値とボロメーターによって測定された結果はファクター2程度の範囲で一致した。

7.3 不純物による放射損失および動作ガスの希釈に関する考察

NBI加熱の放電について7.2で述べた不純物量と放射損失を表7.2にまとめる。この表で、 $P_{\text{rad}}^{\text{main}}/P_{\text{abs}}$ はボロメーターによって観測された主プラズマからの放射損失の加熱入力に対する割合を示す。金属壁を用いた場合、リミター放電では金属不純物による放射損失が大きかったが、ダイバーター放電では放射損失は十分小さな値となっている。

また、第1壁の40%を炭素に換えることによってプラズマ中の金属の量は1/3 - 1/10程度に減少し、金属不純物による放射損失はリミター放電においても加熱入力1%以下となった。すなわち、リミター放電については、第1壁の40%を炭素に交換することによって、放射損失を小さくすることができた。しかし、軽元素不純物は炭素壁の使用によって増加した。ダイバーター放電では金属壁を用いた場合に比べて炭素の量は4倍程度となり、リミター放電ではそれは更に大きく5%にもなり Z_{eff} も3になった。

金属壁を用いたダイバーター実験では、水素の量は電子密度の70 - 98%であった。また、炭素壁を用いた実験では、水素の量はダイバーター放電で50 - 90%、リミター放電で40 - 80%となった。いずれの場合も、電子密度の増加に従いその割合は大きくなる。核反応密度は動作ガスの密度の2乗に比例する。不純物によって生じるプラズマ希釈の核反応密度に対する効果を図7.15に示す。炭素壁を使用した場合、金属壁を用いたダイバーター放電に比べてプラズマの希釈の影響が大きくなっている。特に、リミター放電では、炭素の量の増加によって、高電子密度の領域でも、核反応密度は純粋なプラズマに比べて30 - 70%程度となる。

7.4 結言

金属壁のリミター配位では金属不純物による放射損失が深刻な問題であった。放射損失を減少させる方法として、ダイバーター配位を採用することおよび第1壁を炭素に換えることが有効であった。炭素壁を用いた場合、金属壁に比べて不純物によるプラズマの希釈が問題となるが、ダイバーター配位で高電子密度の放電を行えばそれは軽減される傾向にある。不純物量の低減の観点から考えると、金属壁を用いたダイバーター配位が、核融合プラズマとして最も適している。本研究は、ダイバーター配位を採用すれば、追加加熱入力の大きな大型トカマク装置において、第1壁として損傷の少ない金属を利用できる可能性があることを示すものである。

第7章 参考文献

- [1] J. Roth and W. Möller, Nucl. Instrum and Methods B7&8 (1985) 788.
- [2] A. T. Ramsey, D. Manos, B. C. Stratton, and M. Ulrickson, paper presented at Topical Meeting on High Temperature Erosion of Graphite in Plasmas, Princeton Plasma Physics Lab. (1989).
- [3] D. Pasini, E. Deksnis, T. Jones, G. McCracken, and D. Summers, paper presented at Topical Meeting on High Temperature Erosion of Graphite in Plasmas, Princeton Plasma Physics Lab. (1989).
- [4] J. N. Brooks, paper presented at Topical Meeting on High Temperature Erosion of Graphite in Plasmas, Princeton Plasma Physics Lab. (1989).
- [5] D. E. Post, R. V. Jensen, C. B. Tarter, W. H. Grasberger, and W. A. Lokke, Atomic Data and Nuclear Data Tables 20 (1977) 397.
- [6] TFR Group, Nucl. Fusion 15 (1975) 1053.
- [7] T. Nishitani, K. Nagashima, H. Takeuchi, JAERI-M 87-011, Japan Atomic Energy Research Institute (1987).
- [8] B. C. Stratton, A. T. Ramsey, F. P. Boody, et al., Nucl. Fusion 27 (1987) 1147.
- [9] K. H. Behringer, J. Nucl. Mater. 145 - 147 (1987) 145.
- [10] B. C. Stratton, S. A. Cohen, F. P. Boody, et al., J. Nucl. Mater. 145-147 (1987) 587.
- [11] K. H. Behringer, P. G. Caloran, B. Denne, et al., Nucl. Fusion 26 (1986) 751.
- [12] K. W. Hill, M. Bitter, N. L. Bretz, et al., Nucl. Fusion 26 (1986) 1131.
- [13] H. Nakamura, T. Ando, H. Yoshida, et al., Nucl. Fusion 28 (1988) 43.
- [14] T. Nishitani, K. Itami, K. Nagashima, et al., Nucl. Fusion 30 (1990) 1095.
- [15] 久保博孝、杉江達夫、逆井章 他、JAERI-M 88-126、日本原子力研究所 (1988).
- [16] N. Nishino, H. Kubo, A. Sakasai, et al., J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 386.
- [17] J. Roth, J. Nucl. Mater. 145-147 (1987) 87.

[1 8] S. Tsuji, N. Hosogane, K. Itami, et al., in JAERI-M 90-066, Japan Atomic Energy Research Institute (1990) 131.

表 7. 1 1次元輸送コードを用いて計算したTi XX (259.27Å) の線強度

	$T_e(0)$ (keV)	$n_e(0)(10^{19} \text{ m}^{-3})$	$\int I(\text{Ti XX}) d\ell$ ^a	$\int I(\text{Ti XX}) d\ell / (\int n_e d\ell)^2$ ^b
NBI	1.5	10.0	5.0	2.1
	2.0	7.0	2.1	1.8
	3.0	3.0	0.48	2.2
	4.0	1.0	0.066	2.7
	5.0	1.0	0.062	2.6
OH	1.0	10.0	5.6	2.3
	1.5	4.0	0.81	2.1
	2.0	2.0	0.21	2.2
	3.0	1.0	0.056	2.3

a $10^{16} \text{ photons m}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, b $10^{22} \text{ photons m}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$

この計算では、チタンの量を電子密度の0.01 %、 $T_e = T_e(0)(1-(r/a)^2)^{1.5}$ 、 $n_e = n_e(0)(1-(r/a)^2)^{0.3}$ と仮定し、NBIについては加速エネルギー70 keV、加熱入力20 MWを想定している。

表 7. 2 NBI加熱時の不純物量と放射損失

		Divertor	Limiter
TiC coated molybdenum first wall	Z_{eff}	1.6	
	C	0.1%	
	O	1%	
	Ti	0.006%	
	$P_{\text{rad}}^{\text{main}} / P_{\text{abs}}$	10%	55%
Graphite first wall	Z_{eff}	2.2	3.0
	C	0.4%	5%
	O	2%	1%
	Ti	0.0005-0.002%	0.0005-0.002%
	$P_{\text{rad}}^{\text{main}} / P_{\text{abs}}$	20%	25%

(電子密度が $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合)

付図の説明

図 7.1 輸送コードを用いて計算したチタンイオンの空間分布および計算に用いた電子温度と電子密度の分布。

この計算では、チタンの量を電子密度の0.01 %、NBIの加速エネルギーを70 keV、加熱入力を20 MWにした。

図 7.2 炭素壁を用いたNBI加熱放電における軽元素不純物のスペクトル線（C VI 33.74 Å, O VIII 18.97 Å, C V 40.27 Å）強度の時間変化。

I_p はプラズマ電流、 P_{NB} はNBIの加熱入力、 \bar{n}_e は中心コードでの線平均電子密度を表す。

図 7.3 輸送コードを用いて計算した炭素イオンの空間分布。

図 7.2 に示された放電の時刻6.8秒について計算したもの。 $n_d/n_e = 0.01$ として計算した。

図 7.4 C VI (33.74 Å) とO VIII (18.97 Å) の強度比と Z_{eff} から得られた炭素の量とC V (40.27 Å) の強度から得られた炭素の量の比較。

図 7.5 金属壁を用いた実験において軟X線波高分析器によって観測されたスペクトル。

オーム加熱のダイバーター放電 ($I_p = 1.0$ MA、 $B_T = 4.0$ T、 $\bar{n}_e = 1.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$)。

図 7.6 金属壁を用いた実験における Z_{eff} 。

$I_p = 1 - 2$ MA、NBI加熱の入力は9 - 22 MW。

図 7.7 金属壁を用いたダイバーター放電における軽元素不純物の量。

a) 炭素の量、b) 酸素の量。

$I_p = 1.5$ MA、NBI加熱の入力は12 - 18 MW。

図 7.8 金属壁を用いたダイバーター放電におけるチタンの量。

NBI加熱の入力は11 - 14 MW。

図 7.9 炭素壁を用いたNBI加熱 (19 MW) のリミター放電で得られたスペクトル線。

図 7.10 炭素壁を用いた実験におけるチタンの量。

NBI加熱の入力は17 - 20 MW。

図 7.11 炭素壁を用いた実験における Z_{eff} 。

NBI加熱の入力は17 - 20 MW。

図 7.12 炭素壁を用いた実験における軽元素不純物の量。

a) 炭素の量、b) 酸素の量。

NBI加熱の入力は17 - 20 MW。

図 7.13 炭素壁を用いた実験における主プラズマからの放射損失の入力に対する割合。

NBI加熱の入力は17 - 20 MW。

図 7.14 炭素壁を用いたNBI加熱実験における主プラズマからの放射損失。

分光測定より得られた不純物量を用いて計算した結果とボロメーターによる測定結果。

図 7.15 NBI加熱時の電子密度と $(n_H/n_e)^2$ の関係。

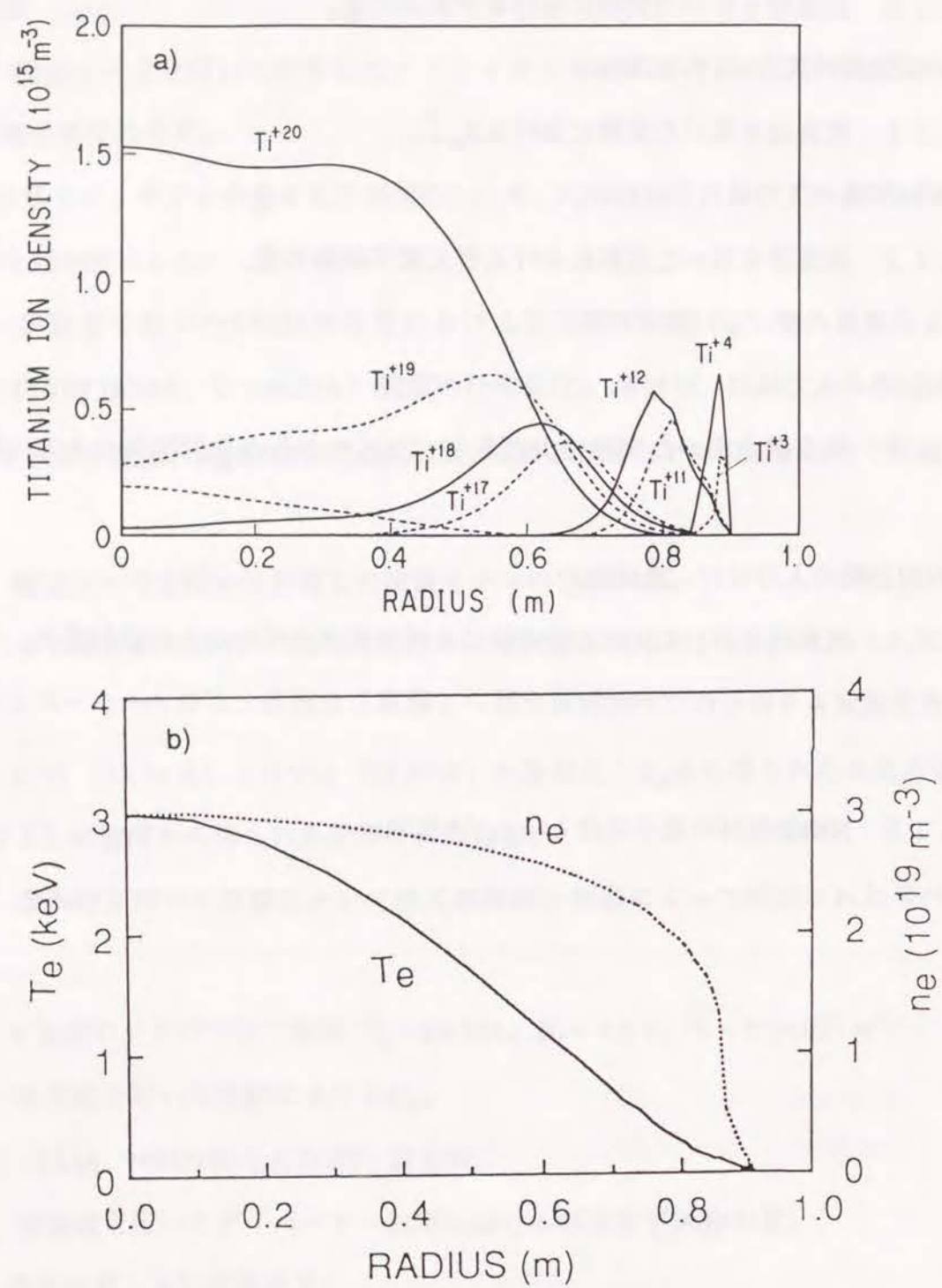


图 7.1

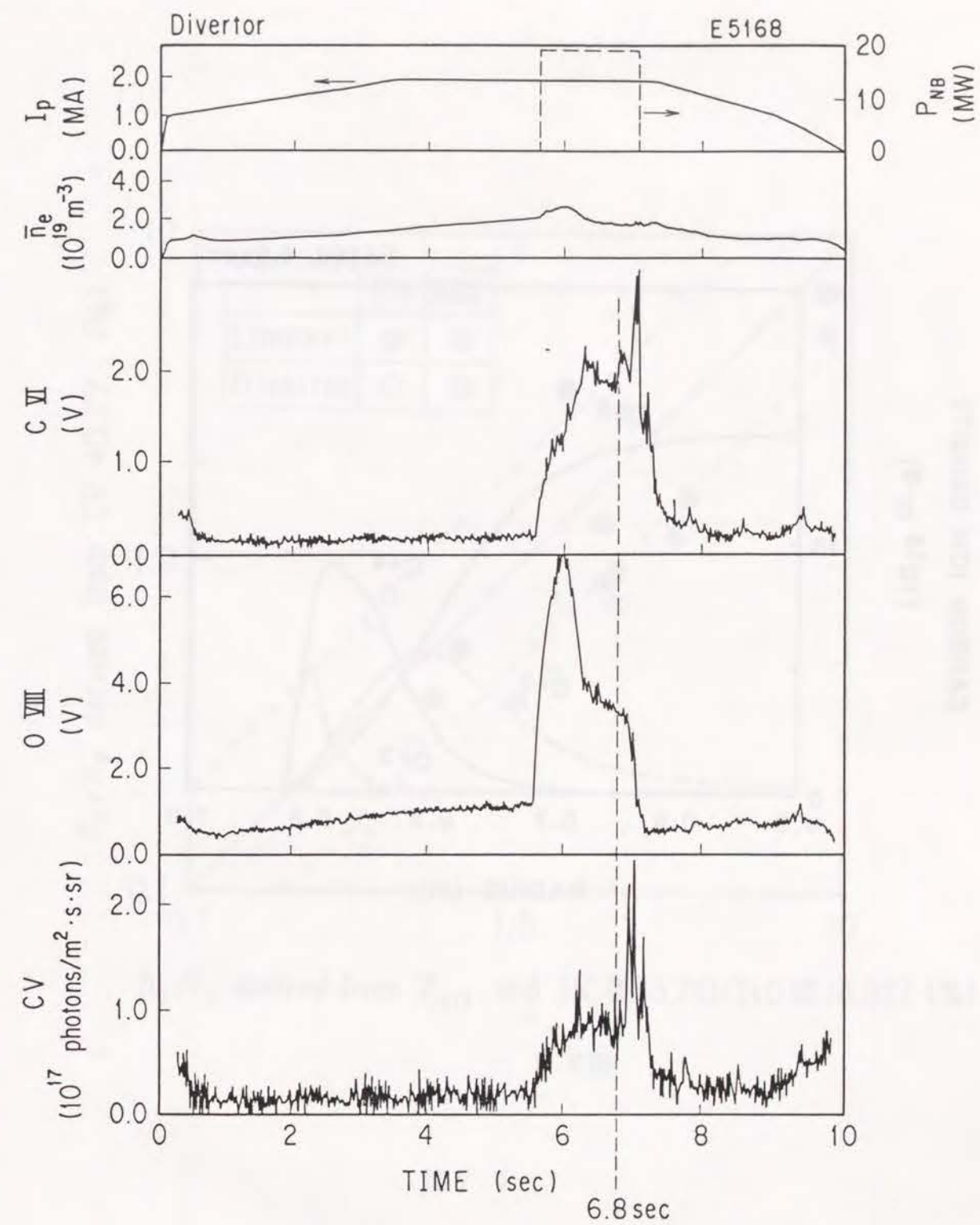


图 7.2

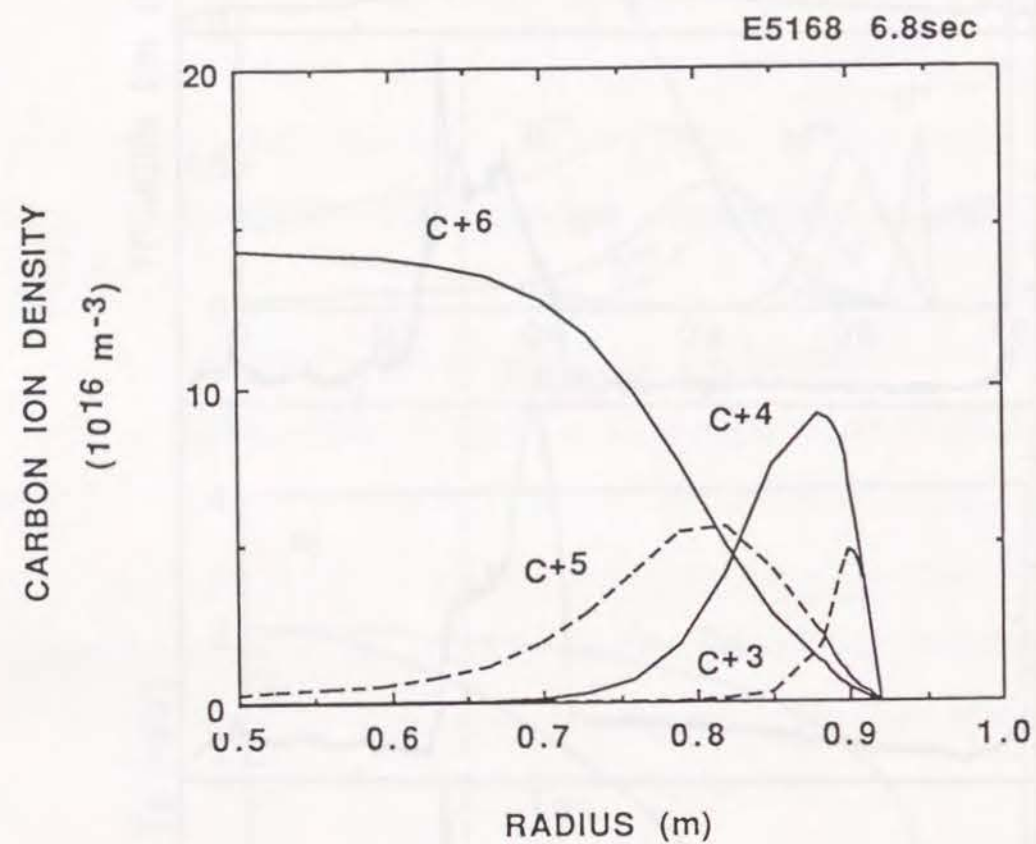


图 7.3

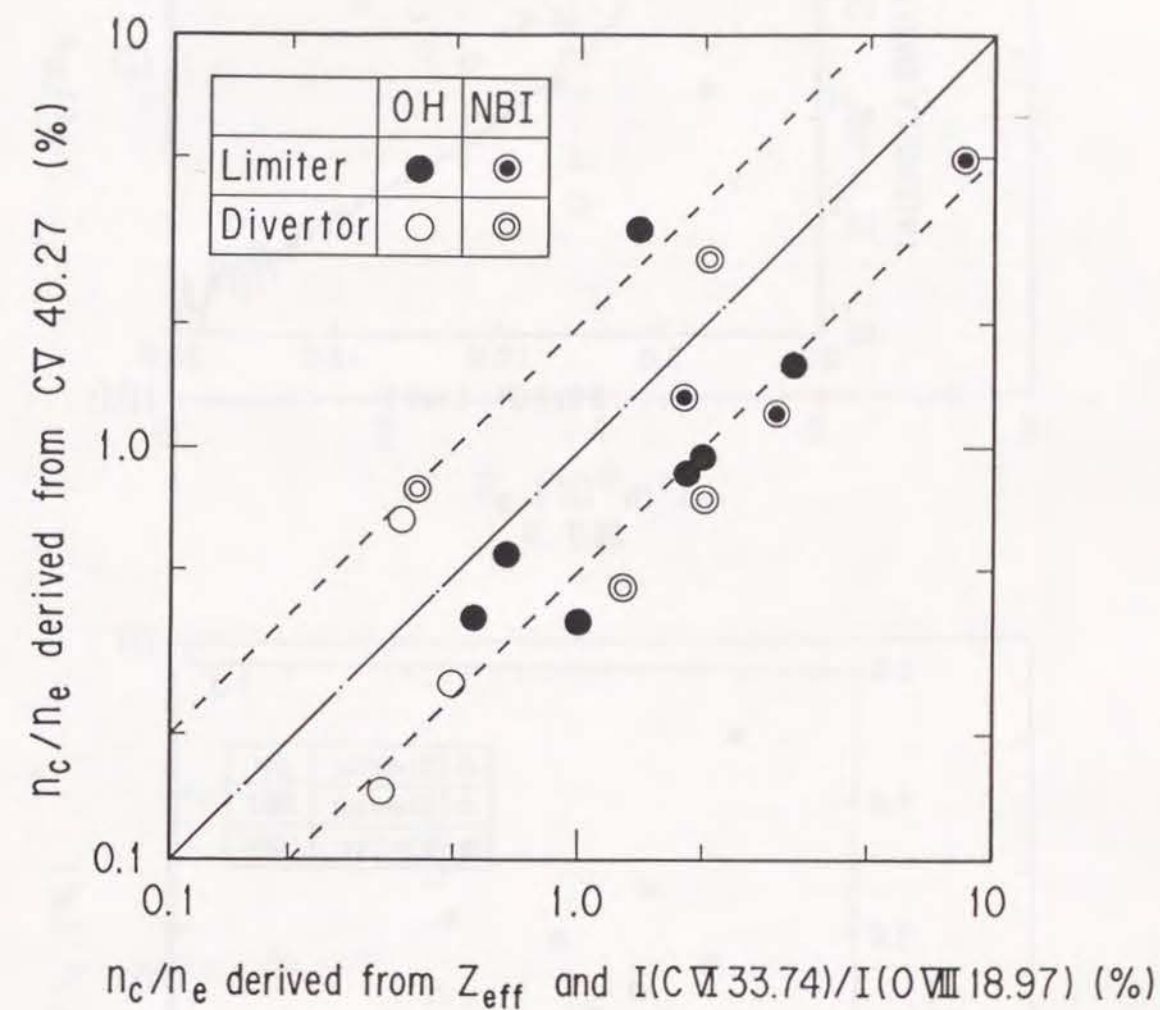


图 7.4

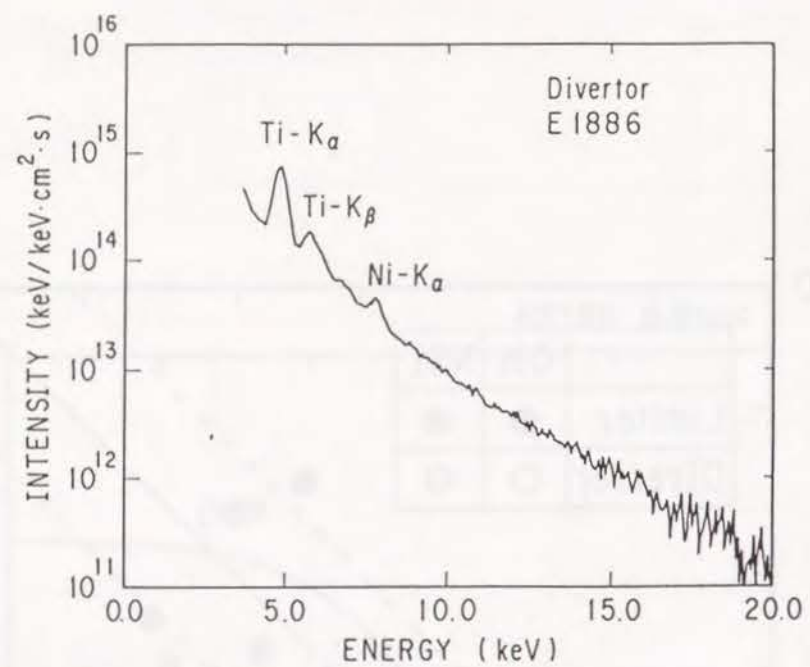


图 7.5

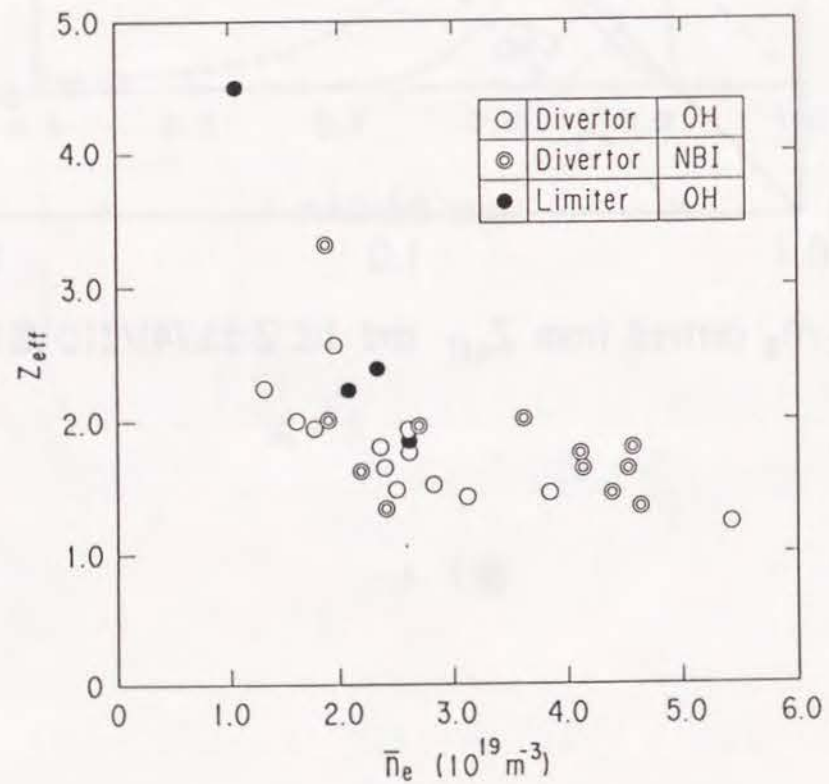


图 7.6

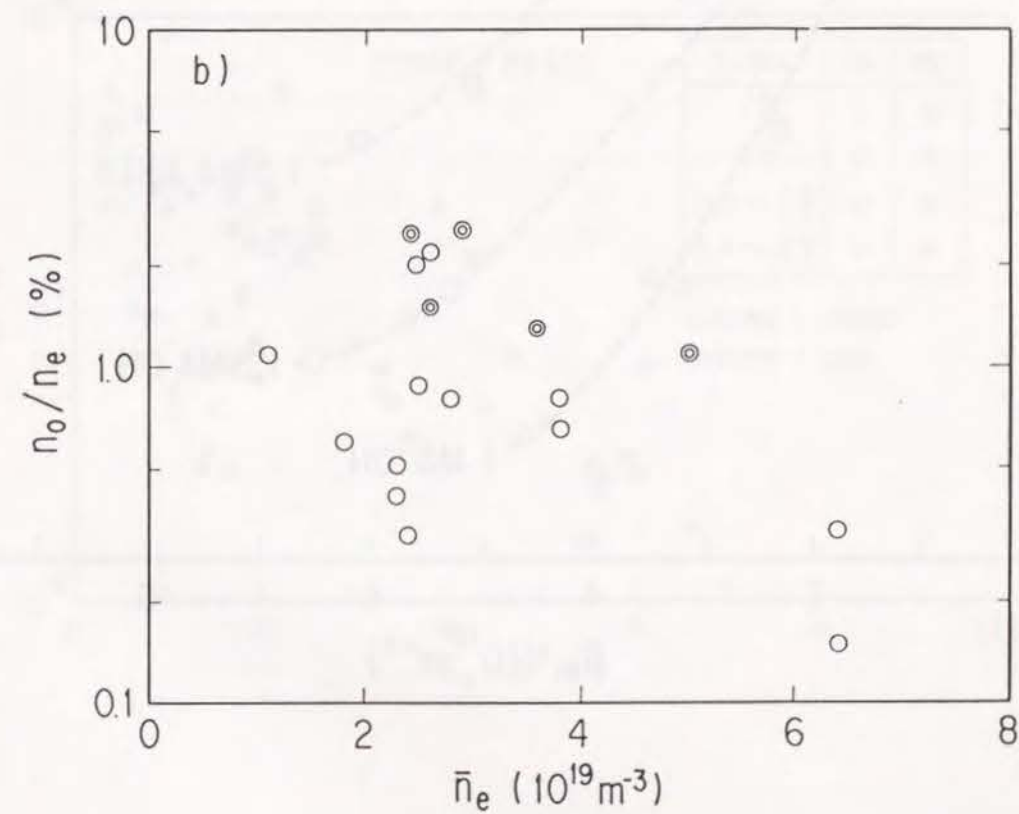
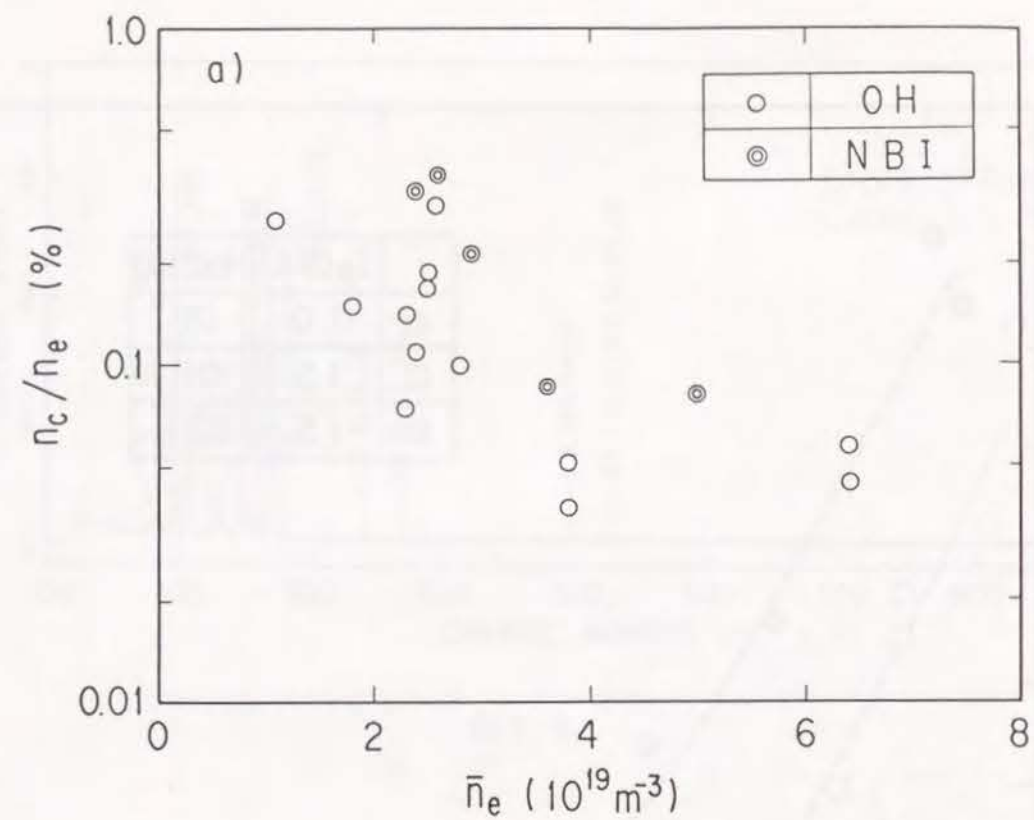


图 7.7

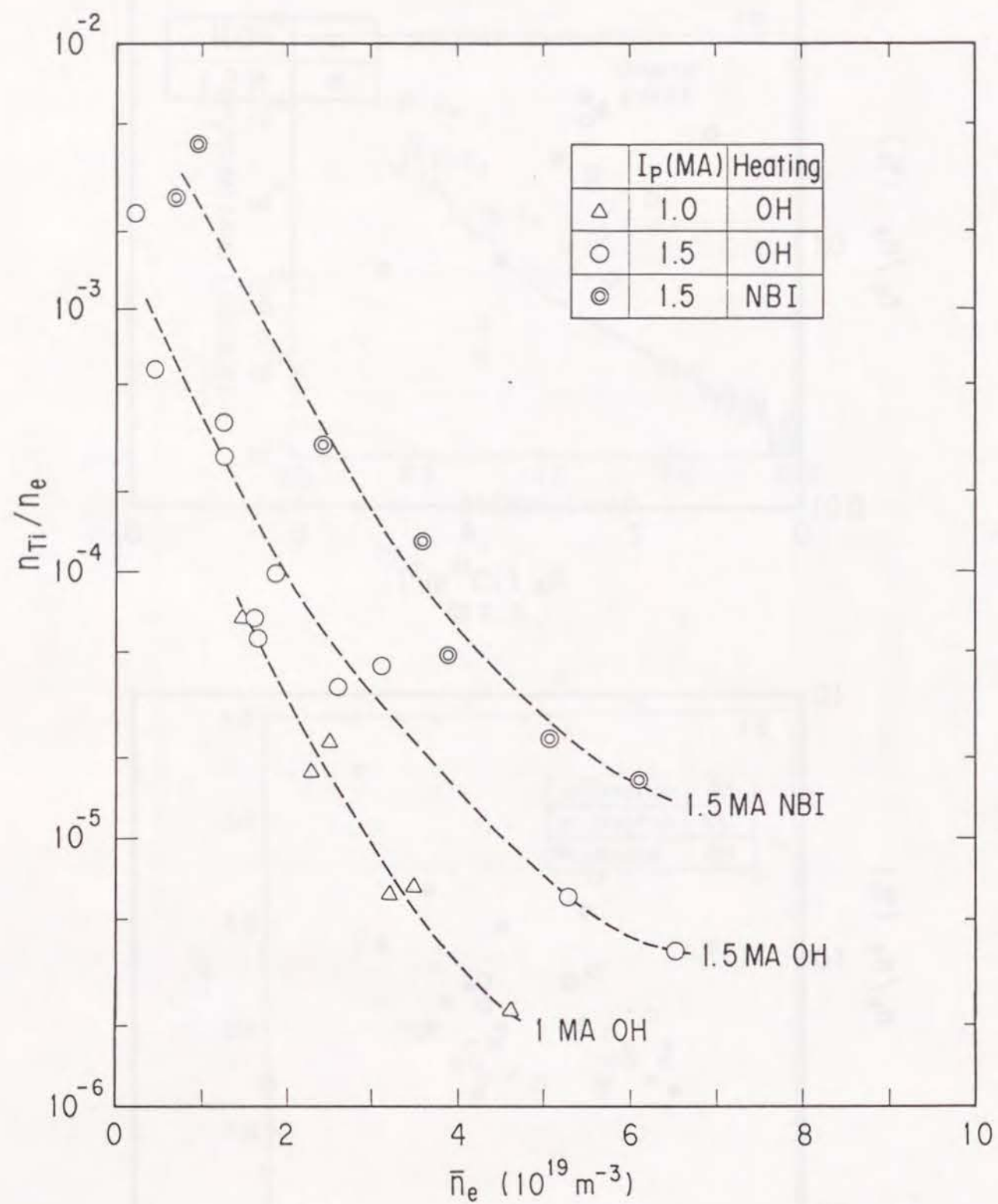


图 7.8

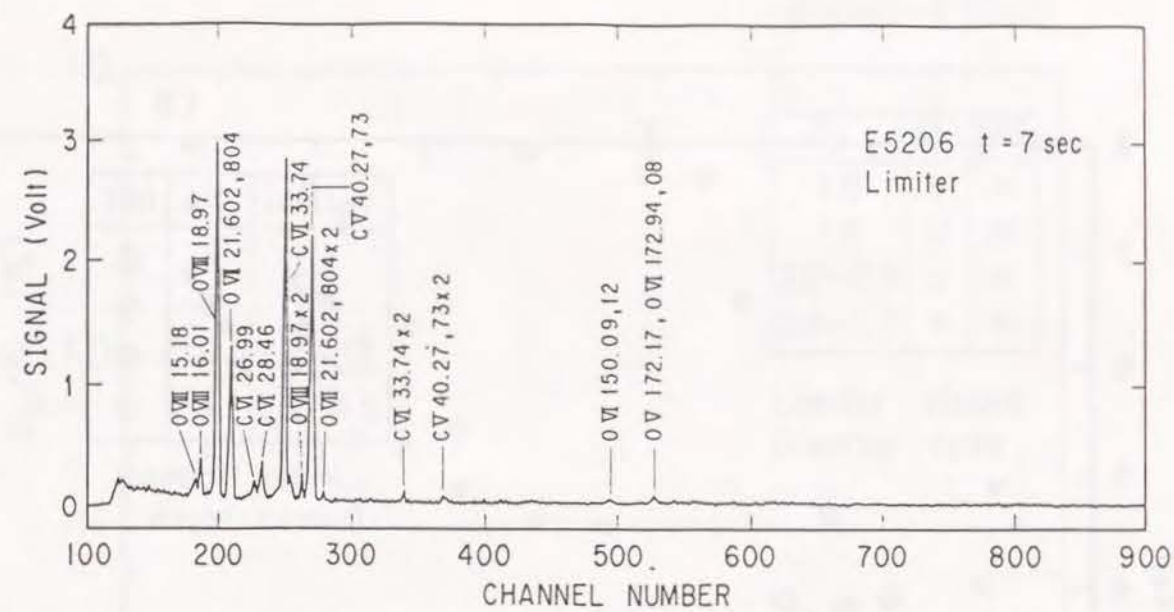


图 7.9

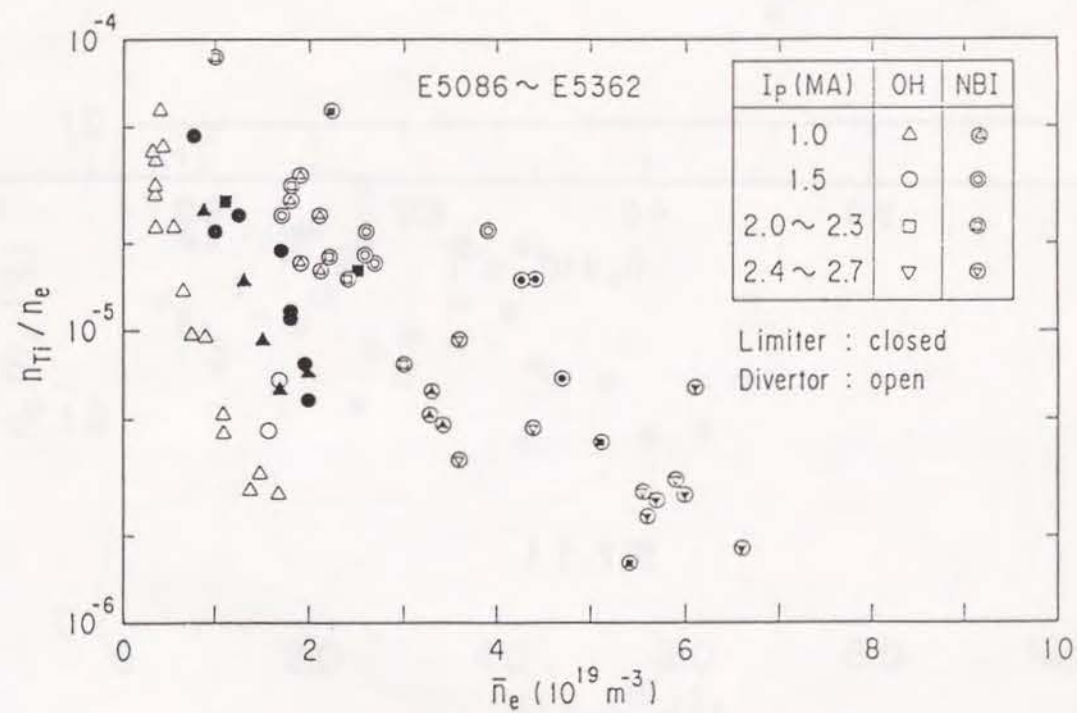


图 7.10

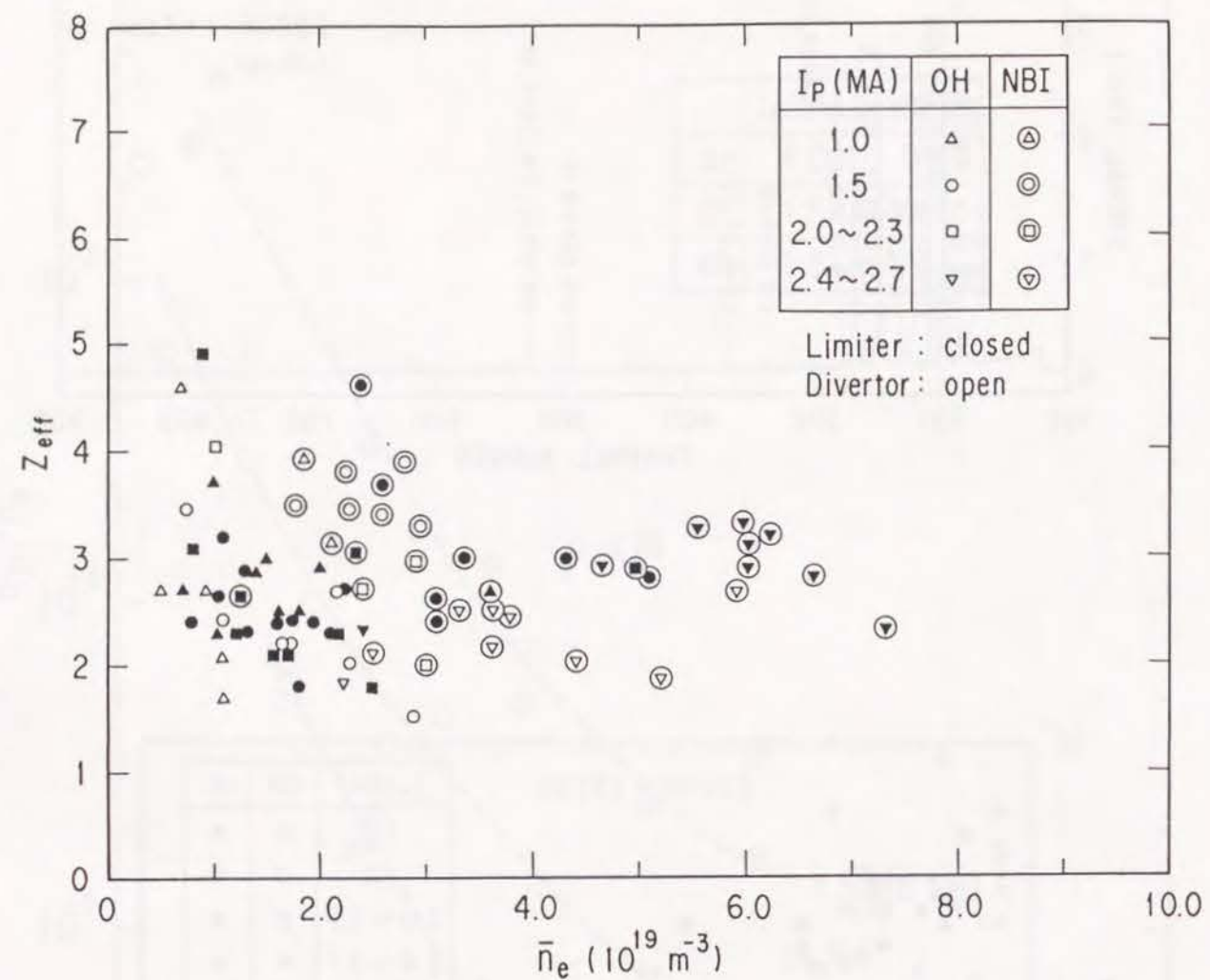


図 7.1 1

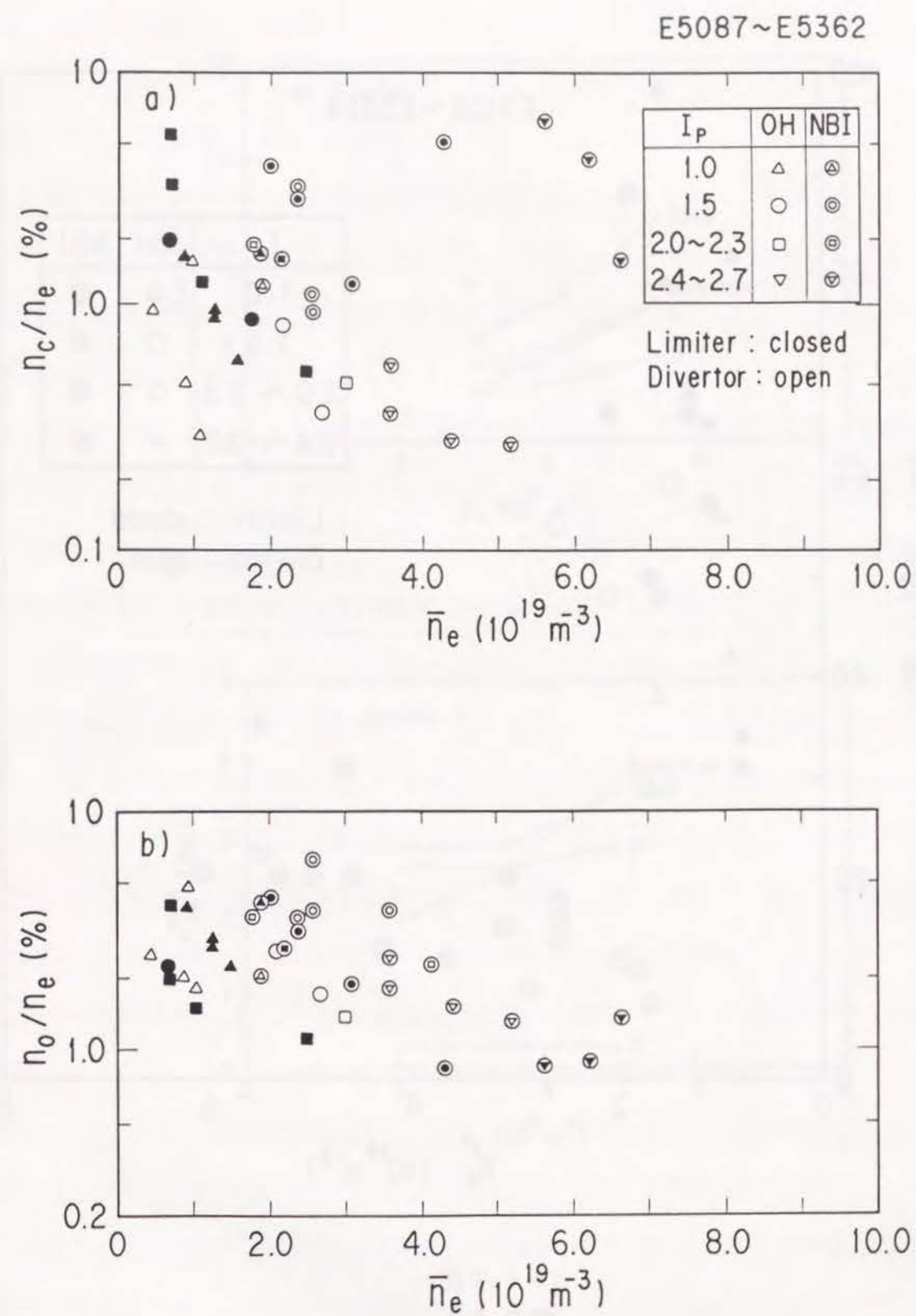


図 7.1 2

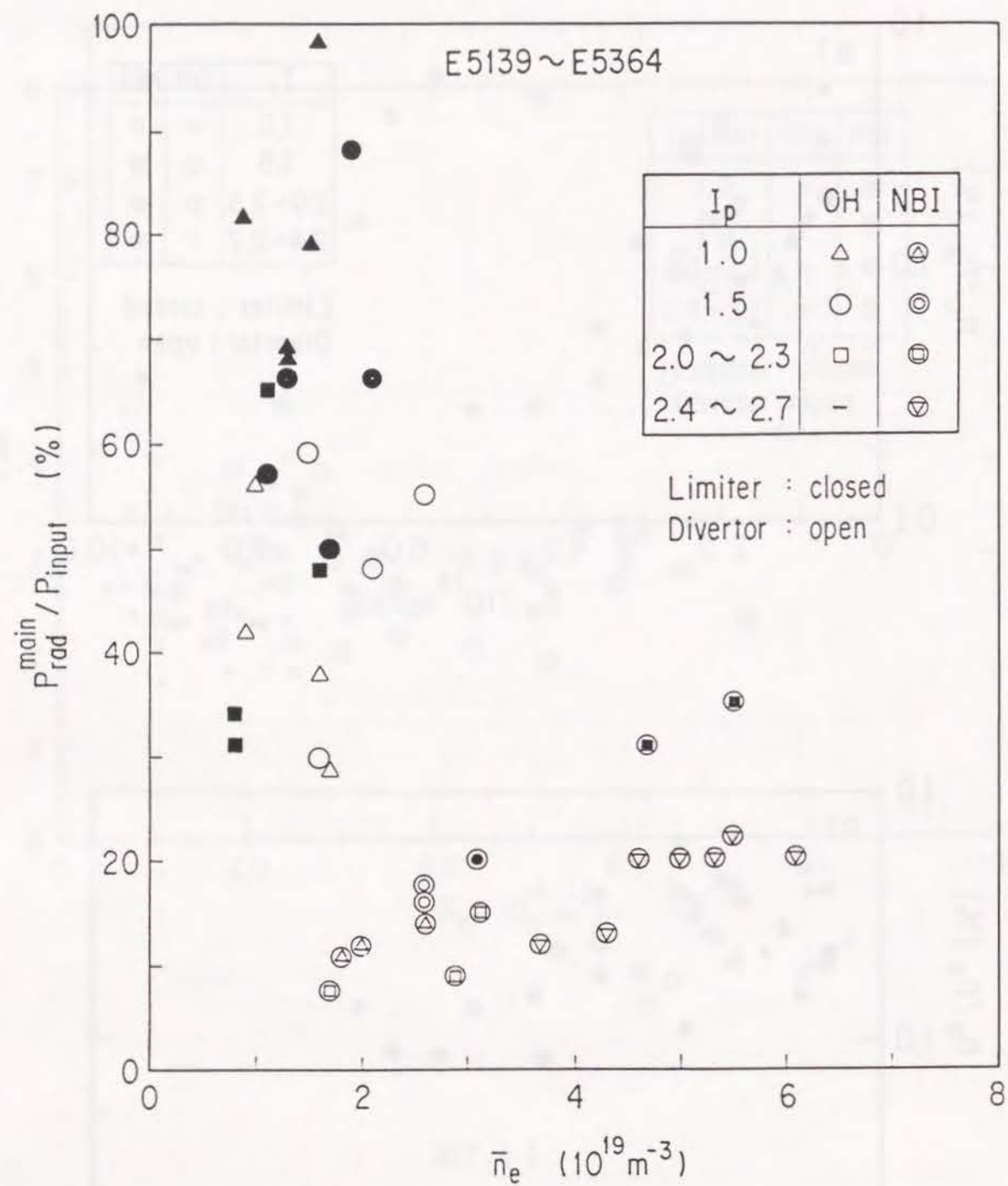


図 7.1 3

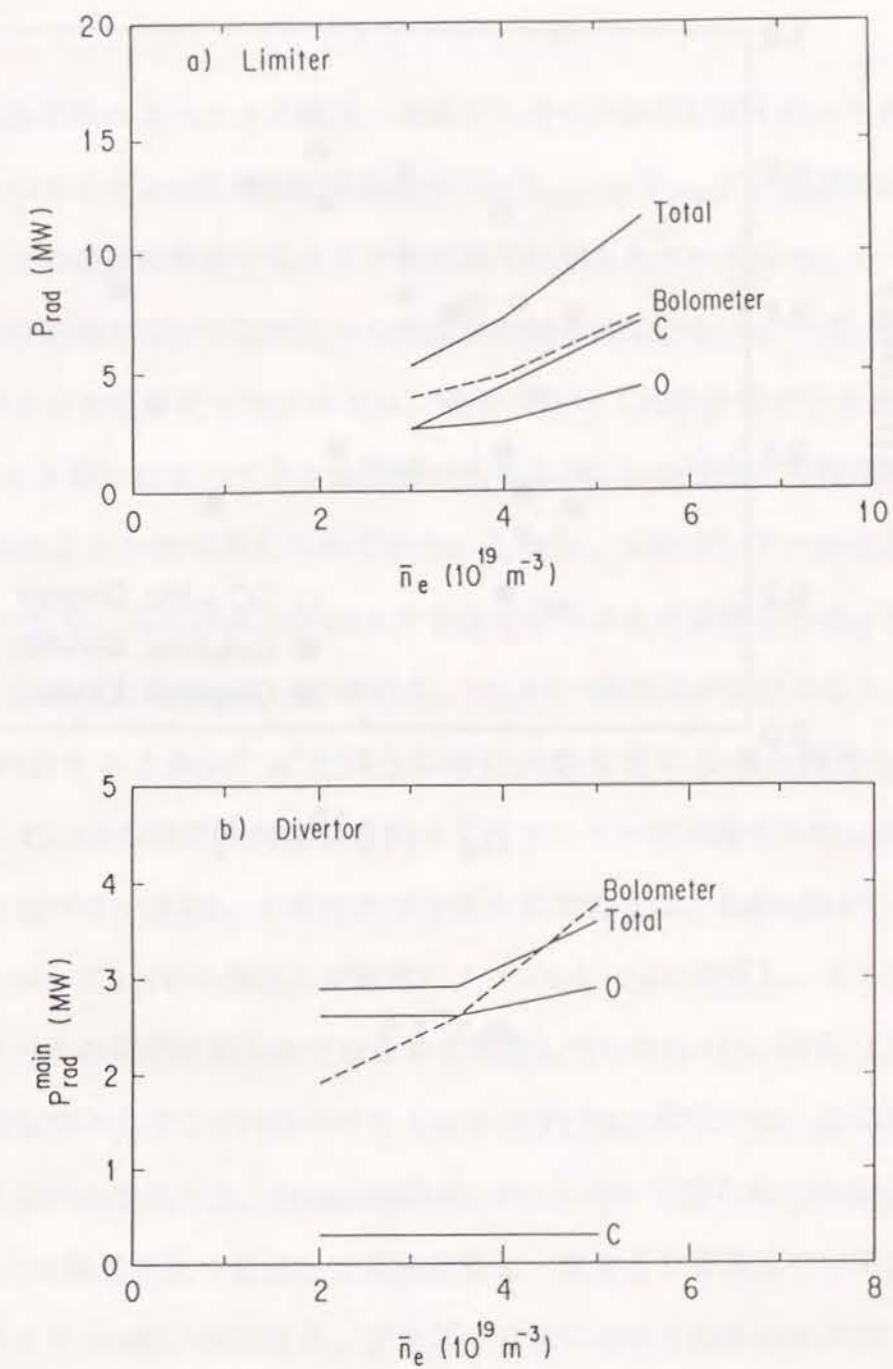


図 7.1 4

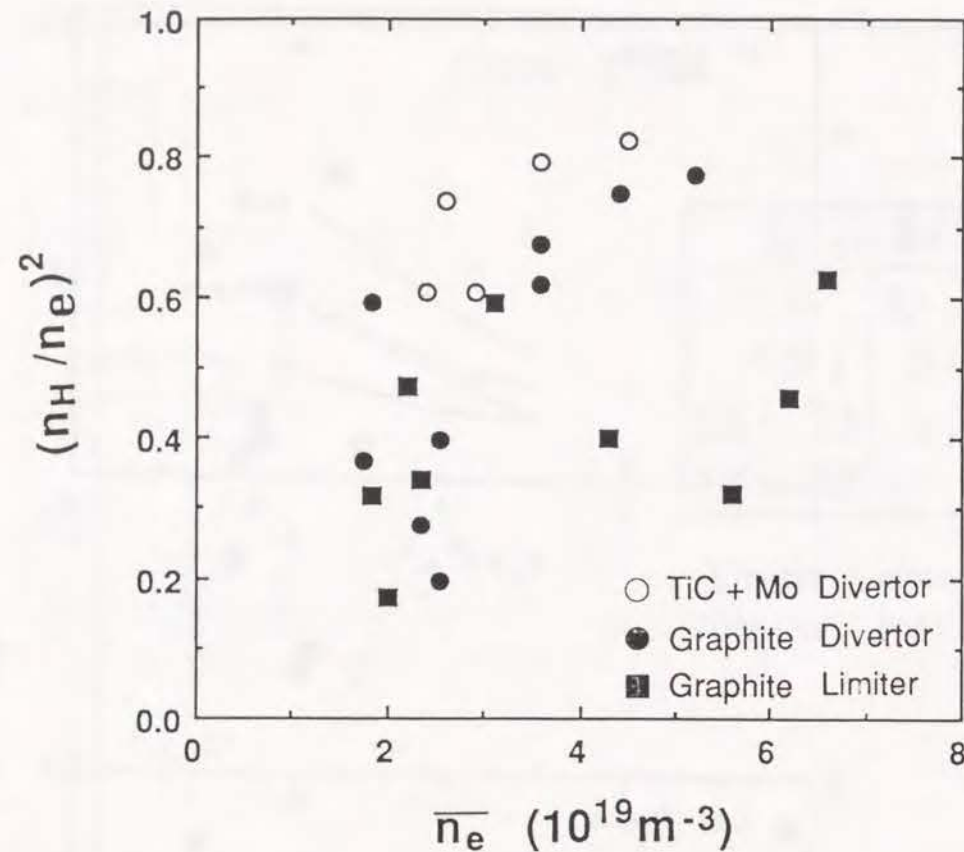


図 7.15

重イオンの水素様のスペクトル線は、高温プラズマの診断に広く用いられている[1]。水素様イオンのライマン α 線の微細構成成分 ($1s^2S_{1/2} - 2p^2P_{1/2,3/2}$) の強度比は、高密度領域ではプラズマの密度に依存することが、理論的に知られている[2-4]。レーザープラズマでは、この依存性を用いて強度比から密度が評価されている[5]。一方、トカマクや太陽フレアのような低密度プラズマでは、観測において波長分解ができない線 ($1S_{1/2} - 2S_{1/2}$ とサテライト線) によって小さな影響が生じるが、この強度比は概略統計的重率の比である $1/2$ になると一般に考えられていた。しかし、太陽フレア[6-8]およびトカマク[9-11]においても、この強度比が $1/2$ より大きくなることが観測された。Phillips他は、密度が 10^{18} m^{-3} 以下の太陽フレアにおいて、Mg XIIの強度比が 0.67 になり、その強度比から密度を評価すると $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ という非常に大きな値になると報告している[6]。Blanchet他も、Ca XXの強度比が $1/2$ より大きく、フレアが減衰する時には $1/2$ に近づく傾向があると述べている[7]。トカマクプラズマについては、Källne他が、 $1 - 4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ の密度領域においてS XVIの強度比が放電によって $0.6 - 0.8$ に変化し、その変化とプラズマパラメーターとの関係は明らかではないと報告している[9-11]。図8.1にトカマクで得られた顕著な例としてS XVIのスペクトルを示す[10]。現状では、この強度比の変化は説明できてない。また一方、Bombarda他は、JETにおいて得られたNi XXVIIIおよびCr XXIVの強度比は観測誤差の範囲内で理論計算と一致すると報告している[12,13]。水素様イオンのライマン α 線の強度比は、プラズマ分光において基本的な問題であり、プラズマパラメーターの制御および測定が可能なトカマクプラズマがこの研究に適している。

本章では、JT-60プラズマで観測されたTi XXIIのライマン α 線の微細構成成分の強度比について述べる。8.1では実験結果を、8.2ではこの現象の考察を述べる。

8.1 実験

金属壁を用いた高イオン温度モード実験[14]において、ローランド円の直径が 2.5 m の

ヨハン型結晶分光器 (A-4-c) (4.1 参照) を用いて、水素様チタンのライマン α 線を観測した。図 8.2 に観測されたスペクトルの例を示す。このスペクトルは、0.2秒間積分した信号である。ライマン α 線の長波長側に、Ti XXIの主量子数 $n=2$ のサテライト線が分離されて観測できる。本章では、 $2.4966 \pm 0.0026 \text{ \AA}$ ($1S_{1/2} - 2P_{1/2}$) の波長域と $2.4912 \pm 0.0027 \text{ \AA}$ ($1S_{1/2} - 2P_{3/2}$) の波長域の信号の比を強度比と定義する。なお、バックグラウンドは、同時に測定された $2.4718 - 2.4806 \text{ \AA}$ の波長域の信号から評価した。図 8.3 に、Ti XXII $1S_{1/2} - 2P_{3/2}$ の線強度とプラズマパラメーターの時間変化の例を示す。ここで、電子密度はサブミリ波干渉計、電子温度は軟X線波高分析器によって得られた。また、イオン温度はTi XXII $1S_{1/2} - 2P_{3/2}$ のドップラー幅から求めた。本章では、統計誤差を小さくするために、プラズマパラメーターが一定の時間帯 (0.2 - 4秒間) で積分したスペクトル線の強度を取り扱う。例えば、図 8.3 に示された放電の場合には2段目の図に示す横棒の時間幅を積分した。

観測された強度比とプラズマパラメーターの関係を図 8.4 に示す。この強度比は、オーム加熱時、NBI加熱時 (22MW)、LHRF加熱時 (0.65 - 0.70 MW)、複合加熱時 (NBI 20-21 MW、LHRF 1.3 - 2.8 MW) のプラズマで得られたものである。強度比は、0.58から0.65までの値をとり、その変化率は10%程度である。図 8.4 (a) では、強度比と電子密度は関連するようにみえる。図 8.4 (b) では、イオン温度との相関関係がうかがえるが、これに対しては、イオン温度の高いプラズマはNBの入射時にのみ得られ、その場合には電子密度も高いことに注意する必要がある。また、強度比と電子温度は関係しない (図 8.4 (c))。100 keV以上のエネルギーの硬X線の強度を電子密度で割った量 (高エネルギー電子の密度に比例する量) と強度比の相関関係もみられない (図 8.4 (d))。ここで用いられた分光器は検出感度の波長依存性が調べられていないので、強度比の絶対値は厳密とはいえないが、強度比がプラズマ条件の違いによって10%程度変化することは明らかである。現在までの測定結果では、その強度比のプラズマパラメーター依存は明らかではない。

8.2 考察

前節で述べたJT-60の観測データも含めて今までの観測結果を総合すると、マグネシウムから鉄に至る水素様イオンについて、低密度領域でも強度比は変化し、1/2より大きくなる傾向がある。この節では、JT-60で得られたTi XXIIの強度比の変化が現在知られている理論で説明可能であるかどうか議論する。

Ti XXIIの原子構造および遷移過程を図 8.5 に示す。各準位のエネルギーは参考文献 [15] で与えられた値を、 $1S_{1/2} - 2S_{1/2}$ 間の磁気双極子放射および2光子放射の遷移確率は参考文献 [16] で与えられた値を示す。その他の放射遷移確率は、水素原子をもとにスケールリングして求めた [17, 18]。Cは、イオン温度4 keVでのプロトンによる衝突励起係数を示す [19]。また、各項の下に、イオン衝突も含めた衝突放射モデル (第3章参照) [20] の計算で得られた (電子温度4 keV、イオン温度4 keV、電子密度 $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、プラズマ実効電荷数1の時の) ポピュレーションを示す。 $2S_{1/2}$ のポピュレーションの減衰は主に2光子放射の過程である。また、 $2S_{1/2}$ と $2P_{1/2}$ のエネルギー差が小さいので、観測では $1S_{1/2} - 2P_{1/2}$ のスペクトル線と $1S_{1/2} - 2S_{1/2}$ のスペクトル線は分離できない。このため、強度比は0.03程度大きくなる。

まず、プラズマイオンとの衝突で $2S_{1/2}$ から $2P_{1/2}$ への遷移が生じることによって強度比が変化する現象を考える。この効果を含めて計算した結果を図 8.6 に示す。高密度領域 ($n_p > (1/10) \times (A_{1S_{1/2} - 2S_{1/2}} / C_{2S_{1/2} - 2P_{1/2}})$) では、イオン衝突で生じる準安定準位 ($2S_{1/2}$) から $2P_{1/2}$ への遷移によって、 $1S_{1/2} - 2P_{1/2}$ の強度が大きくなる。ここで、 n_p はプラズマイオンの密度であり、 $A_{1S_{1/2} - 2S_{1/2}}$ は $2S_{1/2}$ から $1S_{1/2}$ への放射遷移確率を示す。また、 $C_{2S_{1/2} - 2P_{1/2}}$ はイオン衝突による $2S_{1/2}$ から $2P_{1/2}$ への脱励起係数を示す。図 8.6 に示すように、JT-60プラズマの密度は、(不純物が存在する場合も含めて) Ti XXIIの強度比の変化が現れるべき密度に対して2桁程度小さく、この考えでは実験結果を説明できない。

ライマン α 線の波長の近くには、観測では分離できないTi XXIのサテライト線が存在する。主量子数の高いサテライト線は、それぞれの共鳴線のごく近い波長域にある。しかし、そのサテライト線の強度はそれぞれの共鳴線の統計的重率に比例し、観測される

強度比を1/2からずらす効果はない。一方、主量子数2のサテライト線は、それぞれの共鳴線の波長から多少波長の違う成分もあり（図8.2）、観測された共鳴線の波長範囲に1:2の強度比で影響するわけではない。水素様イオンの場合には、サテライト線は2電子性再結合によるので、共鳴線とサテライト線の強度比は簡単に計算できる[21]。結果的には、この効果は観測される強度比を1/2より大きくする傾向があるが、その影響は0.2%以下と評価され、実験結果を説明できない。

図8.4（d）に示されたように、観測された幾つかの放電では、硬X線が観測され、非等方的な高エネルギー電子が存在したことがわかる。非等方的な電子との衝突では励起準位にアラインメントが生じ、測定される信号は観測方向と測定器の偏光特性に依存して変化する[22]。図8.7に、アラインメントおよび偏光を考えた場合の、励起過程および放射過程を示す。電子衝突による励起の時間は、LS結合の時間より十分速いので密度行列はLS結合していない基底（ $l m_l s m_s$ ）で対角化できる。各準位（ $l s j m$ ）の密度成分（ $\rho_{l s j m}$ ）は、このLS結合していない密度行列（ $\rho_{l m_l s m_s}$ ）を用いて、

$$\rho_{l s j m} = \sum_{m_l, m_s} (-1)^{2l-2s+2m} (2j+1) \begin{pmatrix} 1 & s & j \\ m_l & m_s & -m \end{pmatrix}^2 \rho_{l m_l s m_s} \quad (8.1)$$

で表せる[23]。ここで、軌道磁気量子数（ m_l ）の変化が0の場合を π 励起、 ± 1 の場合を σ 励起と定義する。また、励起状態からの放射では、遷移に伴う m の変化が0の場合に放射される光は量子化軸に沿って直線偏光し、 ± 1 の場合には量子化軸に垂直方向に円偏光する。それぞれの遷移による光を π 成分および σ 成分と呼ぶ。準位（ $j m$ ）から準位（ $j' m'$ ）の遷移では、この π 成分と σ 成分の分岐比は、

$$\begin{pmatrix} j & 1 & j' \\ -m & q & m' \end{pmatrix}^2 \quad (8.2)$$

に比例する[23]。ここで、 $q=0$ の場合が π 成分、 $q=\pm 1$ の場合が σ 成分を表す。観測方向

と観測する偏光成分に分けて、 $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ と $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$ の相対的な線強度を表8.1に示す。非等方的な電子の衝突がある場合には、その強度比が1:2からずれることがわかる。ブラッグ角が 45° の場合、結晶は分散方向に垂直な偏光成分のみ反射する[24]。JT-60の結晶分光器はブラッグ角が 45° に近いので、ここではこの回折効率の偏光依存性を考える。量子化軸（高エネルギー電子の流れ）の方向はトロイダル方向である。また、JT-60の結晶分光器は分散方向がポロイダル方向と平行になるように設置されている。従って、この分光器による観測は、表8.1に示す観測方向 $\pi/2$ 、観測偏光成分 π に相当する。100 keVの高エネルギー電子によるチタンの $\sigma_{1s0, 2p0}/(\sigma_{1s0, 2p0} + 2\sigma_{1s0, 2p1})$ は、非相対論的なクーロンボルン近似によると0.300である[25]。ここで、 σ は電子衝突による励起断面積を示す。電子のエネルギーが10 keVを越えると相対論的效果によって、断面積は非相対論的なクーロンボルン近似の計算結果より大きくなるが、アラインメントに対する相対論的效果は小さい[26]ので、この断面積の比を用いて高エネルギー電子によって生じる強度比の変化を評価する。結果的には、電子がすべて100 keVの非等方的な高エネルギー電子であった場合でさえ、強度比は0.53にしかならず、実験結果を説明することはできない。また、実験結果（図8.4（d））も非等方的な高エネルギー電子の密度と関係なく強度比が変化していることを示す。

$2P_{1/2}$ の放射遷移確率は非常に大きいので、 $2S_{1/2}$ と $2P_{1/2}$ の波動関数の混合が起きると $1S_{1/2} - 2S_{1/2}$ の遷移確率が大きくなり、 $1S_{1/2} - 2P_{1/2}$ の観測波長範囲の信号が大きくなる可能性がある。モーショナルシュタルク効果による波動関数の混合によって生じる強度比の変化について検討する。この効果が強度比に影響しだすのは、波動関数が $((1/10) \times (A_{1S_{1/2} - 2S_{1/2}}/A_{1S_{1/2} - 2P_{1/2}}))^{1/2}$ （=0.8%）程度、混合した場合である。そのためには、 7×10^6 V/cmの誘起電場が必要となるが、JT-60の実験で誘起されるこの電場は、磁場4.5 T、イオン温度4 keVでは 6×10^3 V/cmである。従って、この効果によって実験結果を説明することはできない。

スペクトル線が光学的に厚い場合には、そのスペクトル線の見かけ上の強度が変化する。しかし、チタンのライマン α 線は、光学的に薄くこのような効果はない。また、図

8.5に示されたように、準安定状態である $2S_{1/2}$ のポピュレーションは非常に大きく、 $2P_{1/2}$ と比べると逆転分布となっている。逆転分布している場合には、自然放射より大きな確率で放射遷移の起きる場合 (Superradiance) [27]が考えられる。しかし、観測したチタンでは、 $2P_{1/2} - 2S_{1/2}$ のスペクトル線が光学的に薄いため、このような現象はおきない。また、NBI加熱によって生じる高エネルギーイオンの存在やプラズマ磁気軸の移動による視野の変化も、観測される強度比に影響しない。

ここでは、強度比が変化する原因について考察したが、現状ではそれは明らかにならなかった。

8.3 結言

本章で述べたJT-60の観測結果も含めて今までの太陽フレアおよびトカマクの測定結果を総合的に評価すると、水素様重イオンのライマン α 線の微細構造成分の強度比は、プラズマ条件によって変化し、 $1/2$ より大きくなる傾向にある。本章では、種々の加熱条件で、この強度比のプラズマパラメーター依存性を調べた。しかし、明らかなパラメーター依存は得られなかった。また、この強度比の変化の原因について考察を行ったが、現状のモデルでは説明できるものは見つからなかった。水素様イオンのライマン α 線の強度比は、プラズマ分光において基本的な問題であるので、この現象の機構を明らかにすることは重要である。

第8章 参考文献

- [1] E. Källne and J. Källne, Phys. Scr. T17 (1987) 152.
- [2] N. N. Ljepojevic, R. J. Hutcheon and R. W. P. McWhirter, J. Phys. B17 (1984) 3057.
- [3] G. J. Tallents, J. Phys. B17 (1984) 3677.
- [4] N. N. Ljepojevic, R. W. P. McWhirter, and S. Volonté, J. Phys. B15 (1985) 3285.
- [5] V. A. Boiko, A. V. Vinogradov, S. A. Pikuz, et al., Sov. J. Plasma Phys. 4 (1978) 54.
- [6] K. J. H. Phillips, J. W. Leibacher, C. J. Wolfson, et al., Astrophys. J. 256 (1982) 774.
- [7] L. Blanchet, M. Cornille, J. Dubau, et al., Astron. Astrophys. 152 (1985) 417.
- [8] K. Tanaka, Publ. Astron. Soc. Japan 38 (1986) 225.
- [9] E. Källne and J. Källne, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 330.
- [10] E. Källne and J. Källne, in AIP Proc. No. 94, "X-ray and Atomic Inner Shell Physics" (ed. B. Crasemann), American Institute of Physics, (1982) 463.
- [11] E. Källne, in "Physics of Highly-Ionized Atoms" (ed. R. Marrus), Plenum Publishing Corp., New York (1989) 245.
- [12] F. Bombarda, R. Giannella, E. Källne, et al., Phys. Rev. A37 (1988) 504.
- [13] R. Bartiromo, F. Bombarda, and R. Giannella, Phys. Rev. A40 (1989) 7387.
- [14] N. Hosogane, K. Shimizu, H. Shirai, et al., Nucl. Fusion 28 (1988) 1781.
- [15] G. W. Erickson, J. Phys. Chem. Ref. Data 6 (1977) 831.
- [16] F. A. Parpia and W. R. Johnson, Phys. Rev. A26 (1982) 1142.
- [17] E. U. Condon and G. H. Shortley, "The Theory of Atomic Spectra", University Press, Cambridge (1935).
- [18] H. A. Bethe and E. E. Salpeter, "Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms", Plenum Publishing Corp., New York (1977).
- [19] V. P. Shevelko, I. Y. Skobelev, and A. V. Vinogradov, Phys. Scr. 16 (1977) 123.

[2 0] N. N. Ljepojevic, R. J. Hutcheon, and J. Payne, Comput. Phys. Commun. 44 (1987) 157.

[2 1] L. A. Vainshtein and U. I. Safronova, Atomic Data and Nuclear Data Tables 25 (1980) 311.

[2 2] U. Fano and J. H. Macek, Rev. Mod. Phys. 45 (1973) 553.

[2 3] R. D. Cowan, "The Theory of Atomic Structure and Spectra", Univ. Calif. Press, Berkley (1981).

[2 4] A. Bruck, Space. Sci. Instrum. 2 (1976) 53.

[2 5] R. Srivastava, private communication.

[2 6] M. Inokuchi, Rev. Mod. Phys. 43 (1971) 297.

[2 7] J. C. MacGillvray and M. S. Feld, Phys. Rev. A14 (1976) 1169.

表 8. 1 π 励起および σ 励起に対する $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ と $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$ の相対的な線強度

excitation	observation		
	$\theta = 0$	π -comp.	$\theta = \pi/2$ σ comp. total
" π - excitation "	(2, 2)	(1, 4)	(1, 1) (2, 5)
" σ - excitation "	(4, 10)	(2, 2)	(2, 5) (4, 7)

θ は観測方向と量子化軸のなす角を示す。

付図の説明

図 8.1 トカマクで得られたS XVIのライマン α 線のスペクトル[10]。

図 8.2 結晶分光器で観測されたチタンのスペクトル。

NBI (21 MW) とLHRF (1.4 MW) の複合加熱のリミター放電で得られたもので、その時の線平均電子密度は $3.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、中心の電子温度は4 keVである。

図 8.3 Ti XXII $1S_{1/2} - 2P_{3/2}$ の線強度とプラズマパラメーターの時間変化。

ここで、 I_p はプラズマ電流、 P_{NB} はNBI加熱入力、 I_{TiXXII} はTi XXII $1S_{1/2} - 2P_{3/2}$ の線強度、 \bar{n}_e は中心コードの線平均電子密度、 T_e はプラズマ中心の電子温度、 T_i はプラズマ中心のイオン温度を示す。

図 8.4 Ti XXII のライマン α 線の強度比とプラズマパラメーターの関係。

(a) 電子密度との関係、(b) イオン温度との関係、(c) 電子温度との関係、
(d) $I(HX)/\bar{n}_e$ (100 keV以上の硬X線の信号を電子密度で割ったものを示し、高エネルギー電子の密度に関係する量) との関係。

図 8.5 Ti XXIIの原子構造および遷移過程。

各項の下値はポピュレーションを示し、Ljepojevic他のコード[20]を用いてCa XXについて計算した結果をスケーリングしたものである。ここで、Aは自然放射確率 (sec^{-1} 単位)、Cはプロトンによる衝突励起係数 ($\text{m}^3 \text{sec}^{-1}$ 単位) を示す。

図 8.6 Ti XXIIのライマン α 線における微細構造成分の強度比に対する理論計算の結果。

(a) バックグラウンドのイオンをすべて水素とし、 $T_e = T_i = 4 \text{ keV}$ で、 $1S_{1/2} - 2S_{1/2}$ の磁気双極子放射の寄与を含まない場合。
(b) バックグラウンドのイオンをすべて水素とし、 $T_e = T_i = 4 \text{ keV}$ で、 $1S_{1/2} - 2S_{1/2}$ の磁気双極子放射の寄与を含む場合。
(c) バックグラウンドのイオンをすべて水素とし、 $T_e = T_i = 10 \text{ keV}$ で、 $1S_{1/2} - 2S_{1/2}$ の磁気双極子放射の寄与を含む場合。

(d) バックグラウンドのイオンをすべて酸素とし、 $T_e = T_i = 4 \text{ keV}$ で、 $1S_{1/2} - 2S_{1/2}$ の磁気双極子放射の寄与を含む場合。

Ljepojevic他のコード[20]を用いてCa XXについて得られた結果をスケーリングしたものである。

図 8.7 π 励起、 σ 励起によるポピュレーションと π 成分と σ 成分の分岐比 (Kastlerダイアグラム)。

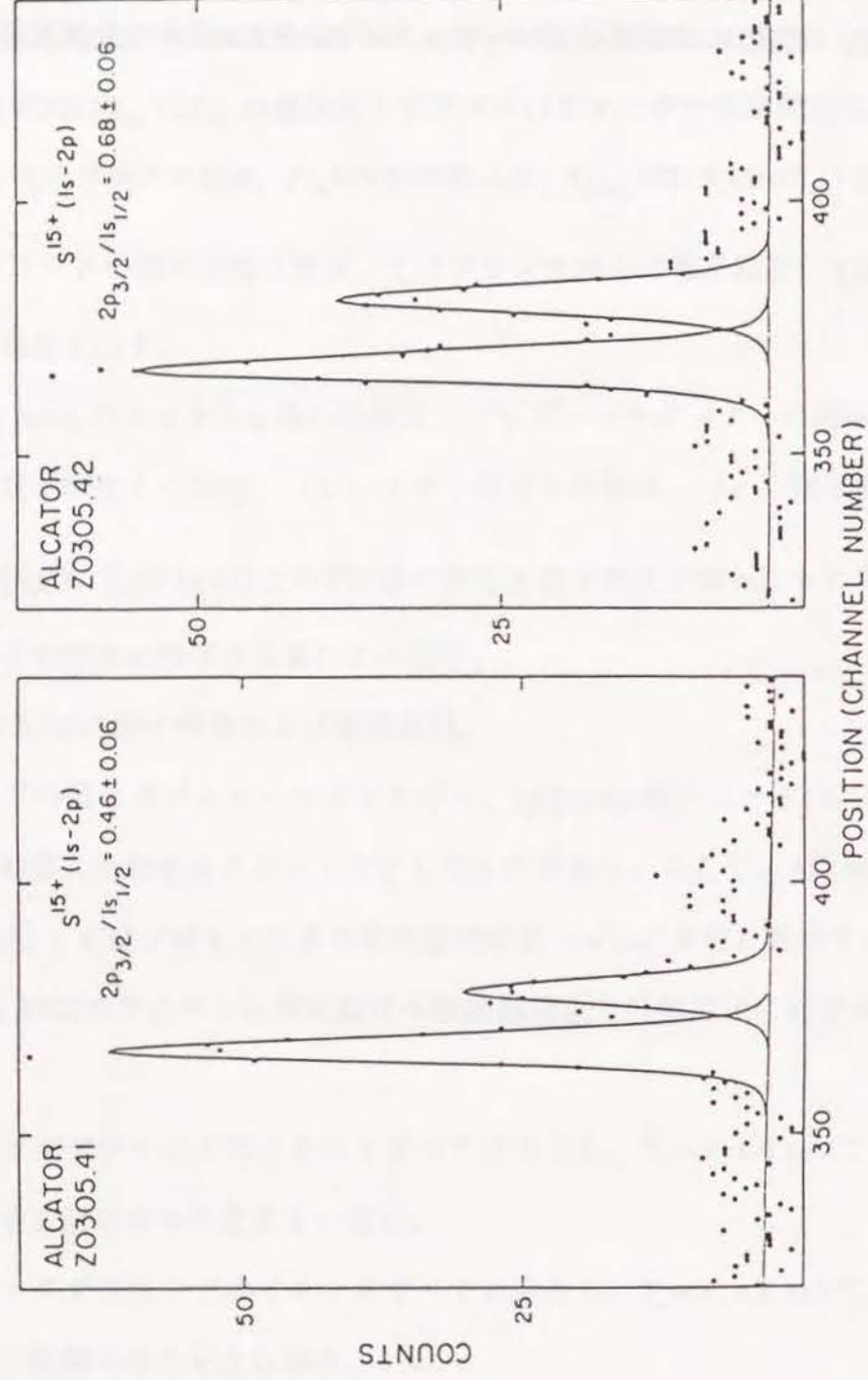


图 8.1

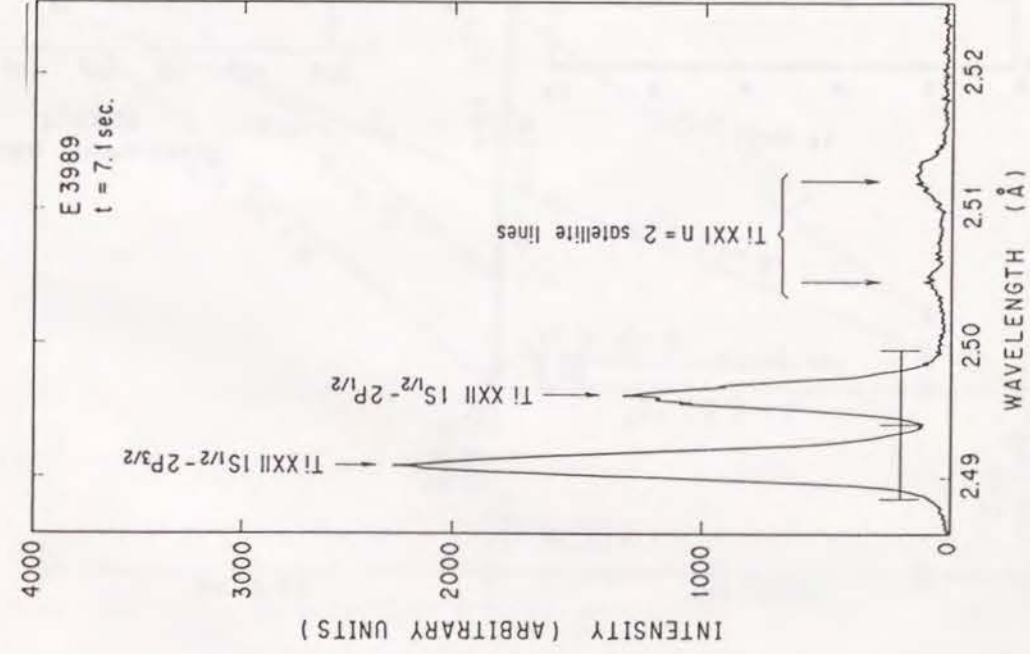


图 8.2

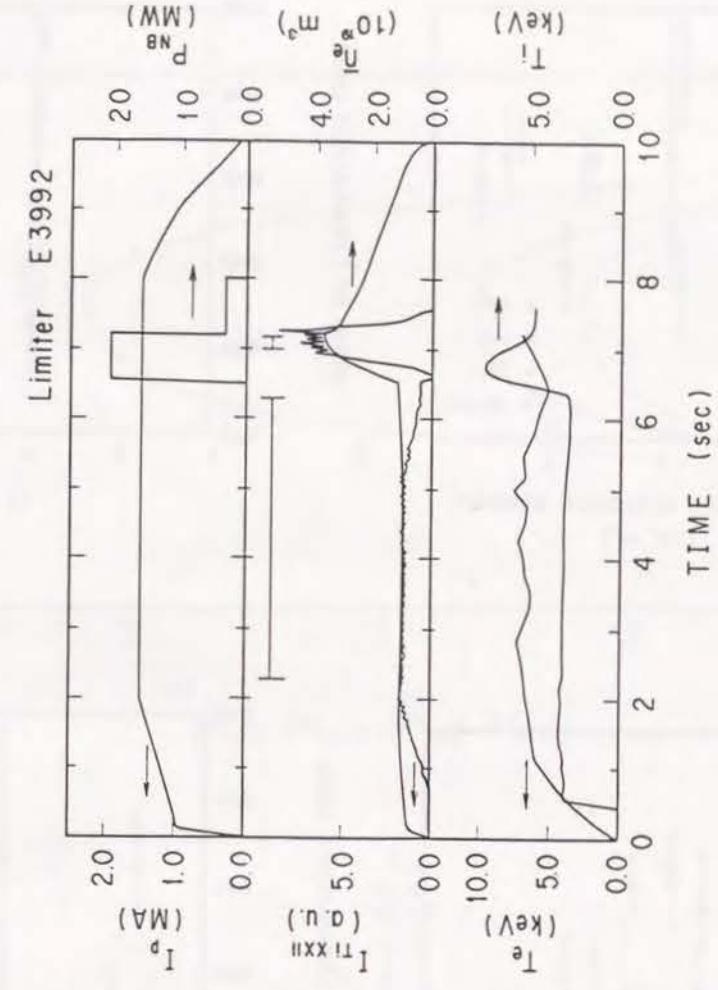
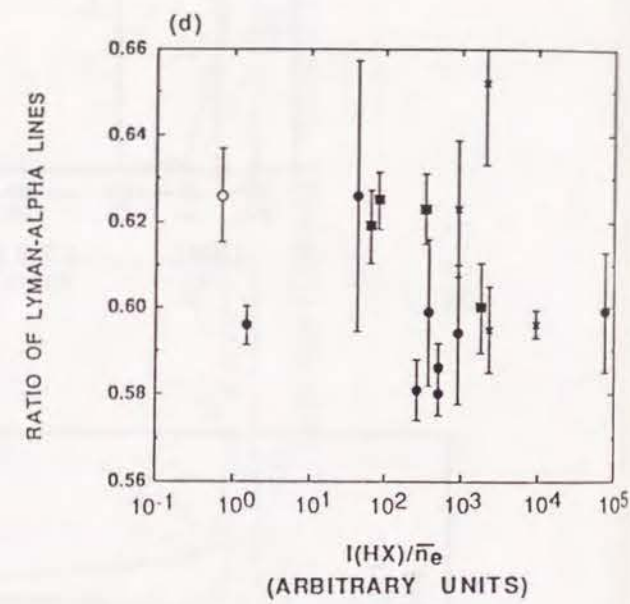
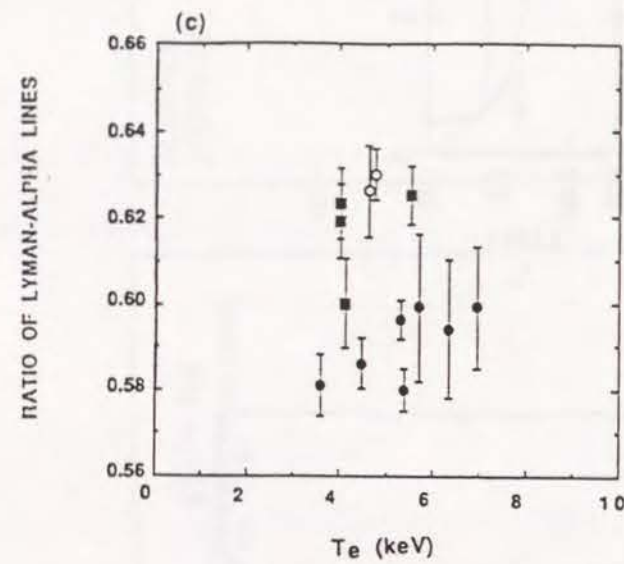
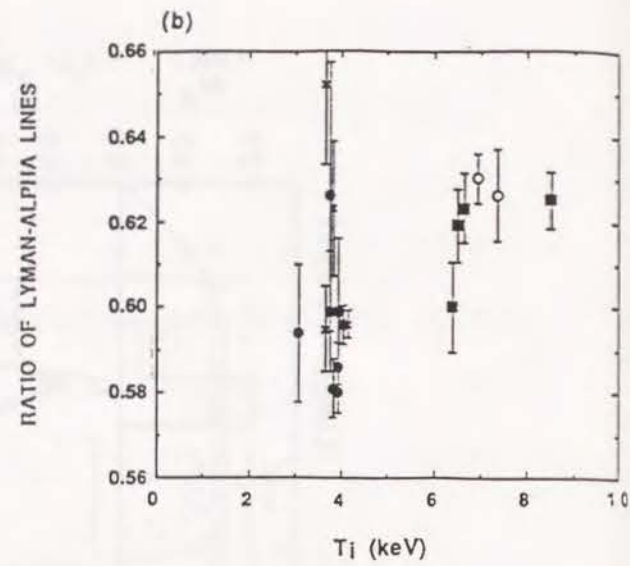
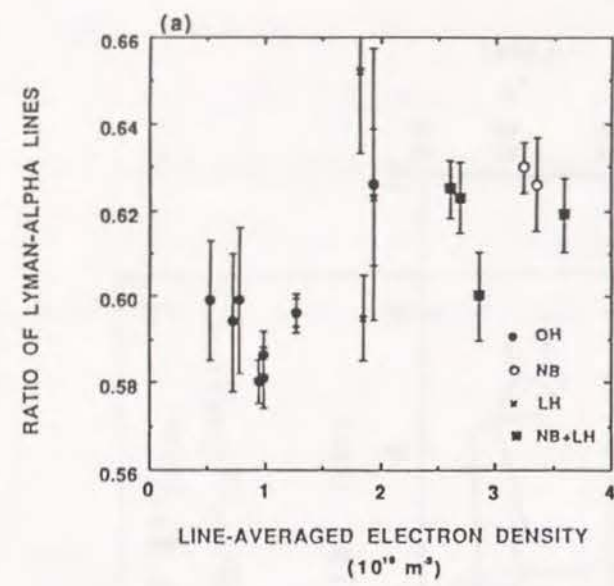
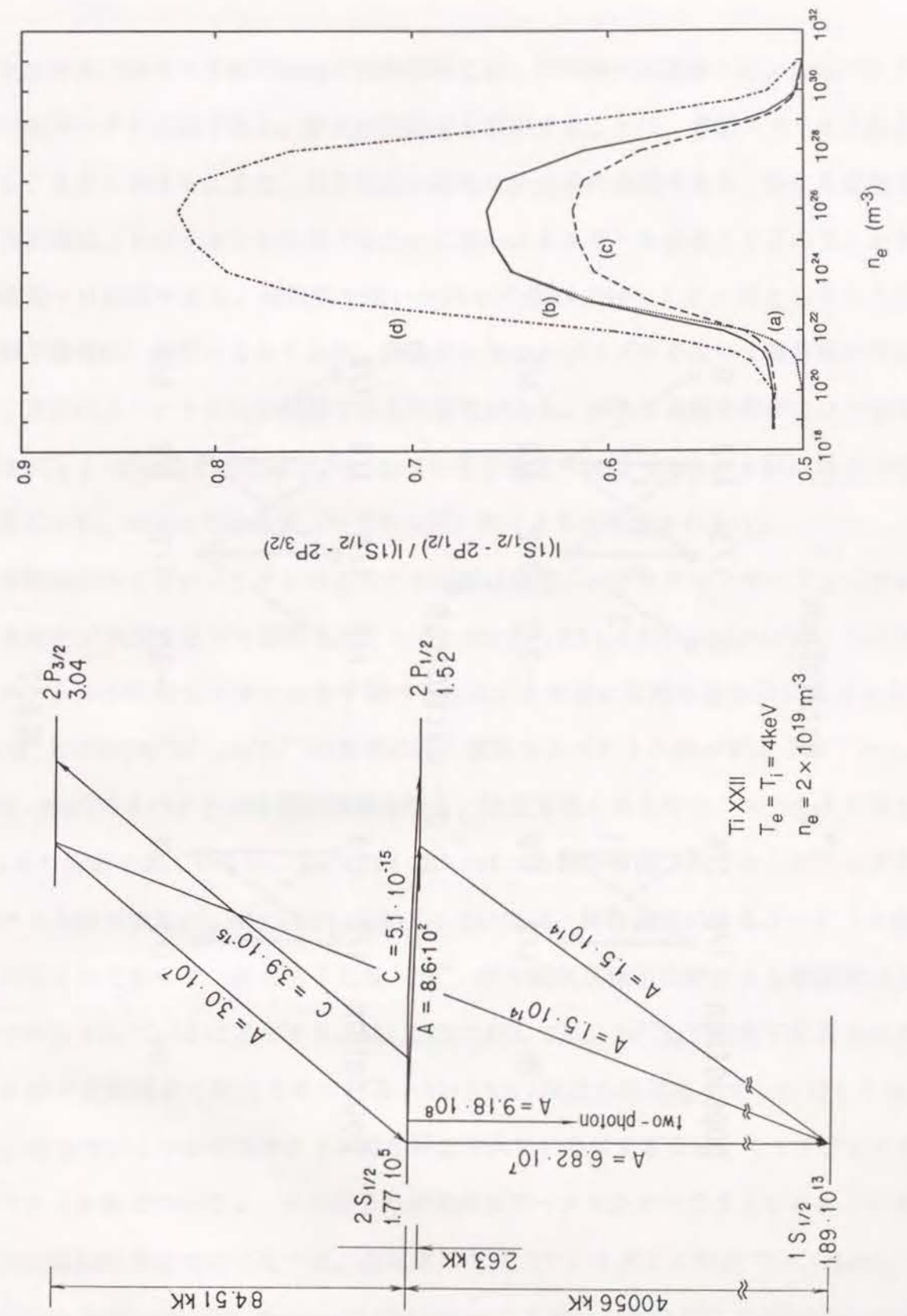


图 8.3



8.4



8.5

8.6

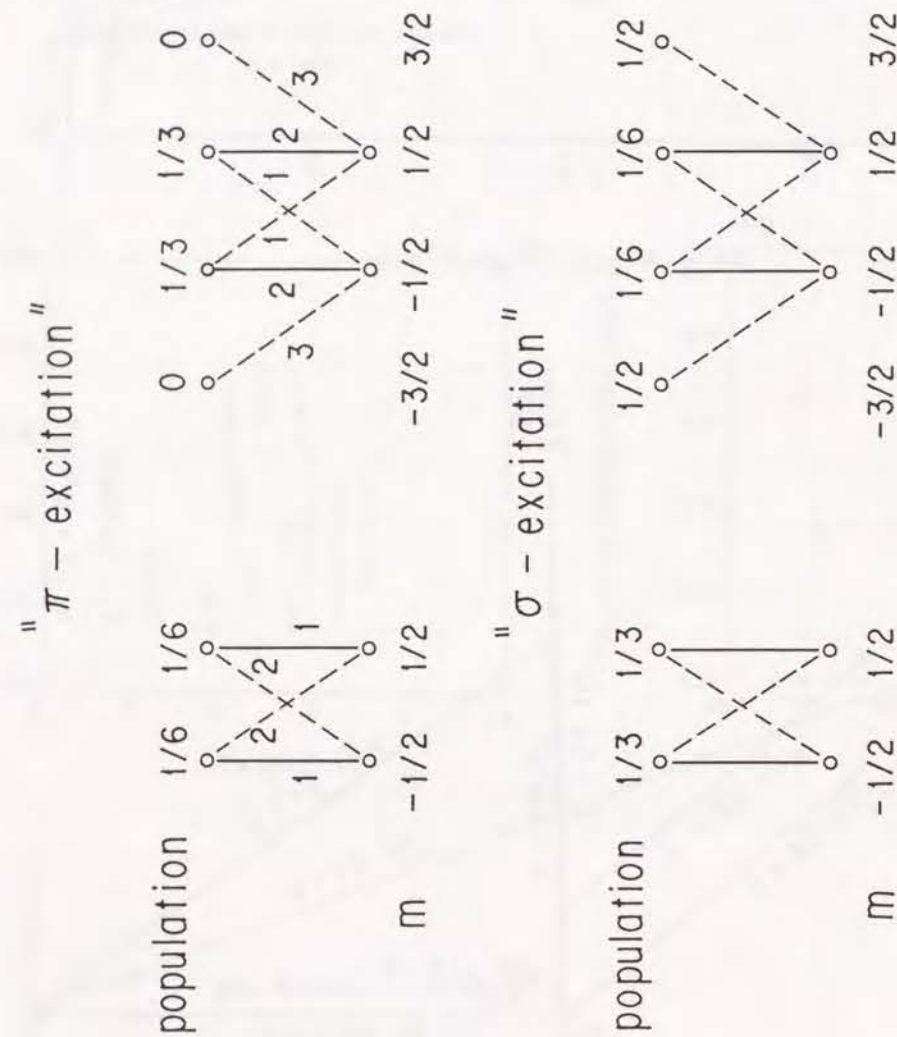


図 8.7

トカマクプラズマ中の不純物の挙動診断には、不純物の高電離イオンのスペクトルに関するデータが必須である。分光測定結果を解析することは、まずスペクトル線を同定することから始まる。また、原子構造の研究は分光学の基礎であり、特に高電離重イオンの実験は、そのイオンを生成するために高いエネルギーを必要とするので、小さな実験装置では困難である。金属壁を用いたJT-60の実験ではリミター材としてモリブデン（原子番号42）が用いられており、高温のトカマクプラズマを用いて高電離のモリブデンイオンのスペクトル線が観測できる可能性がある。例えば電離平衡がコロナ平衡（式（3.7））で記述できた場合、0.5 keVの電子温度で14価（ニッケル様）以上のイオンが生成され、10 keVでは40価（ヘリウム様）のイオンが生成される[1]。

高電離のモリブデンイオンのスペクトル線は真空スパークやレーザープラズマおよびトカマクプラズマなどで観測されている。Mo XV, XVI, XXXI - XXXIVのように比較的スペクトルが簡単なイオンがまず調べられた。その他に電離の進む順にあげると、Mo XVII - XVIIIの $3p^6 3d^N - 3p^5 3d^{N+1}$ の遷移に伴う複雑なスペクトル線が同定されている。Mo XIX - XXIIのスペクトルは更に複雑になり、強度も弱くなるので、スペクトル線としては1本も同定されていない。Mo XXIII - XXVは、比較的簡単な系であるが同定されたスペクトル線は少ない。Mo XXVI - XXIXについては、許容遷移によるスペクトル線は全く同定されておらず、基底電子配置（ $3p^N$ ）内の磁気双極子放射による禁制線がトカマクで同定されているにとどまる。Mo XXXに対しては、 $3s^{2N} 3p^{1+N}$ の電子配置間のスペクトル線が比較的よく同定されている。Mo XXXV以上の高電離イオンに対しては、Mo XL - XLIIでいくつかのスペクトル線が同定されているにすぎない。モリブデンイオンのスペクトル線については、日本原子力研究所核データセンターでまとめられている[2]。

次に理論計算について述べる。高電離のモリブデンイオンの計算では、Hartree - plus - Statistical Exchange with Relativistic Correction（HXR）法[3-5]やRelativistic Parametric Potential（RPP）法[6]が広く用いられている。また、L殻を最外殻電子とする32価以上の

イオンのうち、特に簡単な系については、相対論的な補正を含む Multi Configurational Hartree - Fock (MCHF) 法[7]やDirac - Fock (DF) 法[8]のような更に丁寧な計算が行われている。しかしながら、系が非常に簡単な場合を除いて、一般にどの計算でも理論のみから直接に導いた (ab initioの) 結果では、実験結果ほどの精度は期待できない。そのため、Mo XVI - XVIIIなどでは、Hartree - Fock (HF) 法等で得たエネルギーパラメーターをフィッティングすることによって、実験値を再現する方法が採用されている[9-15]。同様のことが、Mo XXVI - XXIXの基底電子配置 ($3p^N$) に対して行われている[16]。

本章では、今までに得られている実験値をisonuclear sequenceに沿って調べ、HXR法によってab initioに計算したエネルギーパラメーターを実験値にあうようにスケールリングする方法で、スペクトルを計算した。ここでは、主量子数2と3の価電子をもつモリブデンイオン (Mo XV - XL) を取り扱った。これらのイオンの電離エネルギーは、0.54 - 5.6 keVの範囲にある。9.1で計算方法の概要を述べる。各イオンのスペクトル線の波長、遷移確率、エネルギーの計算結果は参考文献[17]にまとめたので、9.2では例としてMo XXIXの計算結果を示し、また、計算全般について考察する。9.3で本章のまとめを行う。

9.1 計算方法

計算は、2つのステップにわけられる。1) HXR法によってab initioに計算する。2) 実験で知られているスペクトル線に対してエネルギーパラメーターをスケールリングすることによって実験で得られた波長を再現し、そのエネルギーパラメーターをもとに観測されていないスペクトル線を計算する。

9.1.1 HXR法[4, 5]

長さの単位を a_0 (ボーア半径)、エネルギーの単位をRy、角運動量の単位を \hbar とすると、原子のハミルトニアン (H) は、

$$H = - \sum_i \nabla_i^2 - \sum_i \frac{Z}{r_i} + \sum_{i>j} \frac{2}{r_{ij}} + \sum_i \xi(r_i)(l_i, s_i) \quad (9.1)$$

となる。第1項は電子の運動エネルギー、第2項は電子と原子核の間のクーロンポテンシャルエネルギー、第3項は電子間のクーロンポテンシャルエネルギー、第4項はスピン軌道相互作用エネルギーを表す。ここで、中心力場近似を用いて、1電子問題に一旦還元し、

$$\phi_{nlm_l m_s}(r, \theta, \varphi, s_z) = \frac{1}{r} P_{nl}(r) Y_{lm_l}(\theta, \varphi) \sigma_{m_s}(s_z) \quad (9.2)$$

のように1電子系の波動関数を変数分離する。これから、

$$\left[-\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l_i(l_i+1)}{r^2} + V_i(r) \right] P_i(r) = \epsilon_i P_i(r) \quad (9.3)$$

の方程式を得る。この式で、HXR法の $V_i(r)$ を用い、 $V_i(r)$ と $P_i(r)$ が自己無撞着 (self consistent) となるように逐次近似を行い、動径波動関数 ($P_i(r)$) を計算する。ここで得られた $P_i(r)$ を利用してエネルギー行列を構築する。エネルギーの行列要素 (H_{ab}) は、

$$H_{ab} = E_{av} \delta_{ab} + \sum_{j=1}^q \left[\sum_{k>0} f_k(l_j, l_j) F^k(l_j, l_j) + \sum_j d_j \zeta_j \right] + \sum_{i=1}^{q-1} \sum_{j=i+1}^q \left[\sum_{k>0} f_k(l_i, l_j) F^k(l_i, l_j) + \sum_{k>0} g_k(l_i, l_j) G^k(l_i, l_j) \right] \quad (9.4)$$

と表現できる。ここで、 i および j はsubshell ($n_j l_j$) を表す。 E_{av} は電子配置の平均エネルギー、 F^k 、 G^k はスレーターの直接積分と交換積分、 ζ_j はスピン軌道相互作用を表す。また、

電子配置間の相互作用 R^k 、電気双極子放射による遷移確率を計算する時に必要な既約双極子モーメントを計算する。エネルギー準位および固有関数は、まず角運動量の理論に従ってLS基底で f_k 、 g_k を計算し、次にエネルギー行列を対角化することによって得られる。電子配置間の相互作用が大きい場合には、それらの電子配置を含めた形でエネルギー行列を取り扱う。

9.1.2 エネルギーパラメーターのスケーリング

エネルギーパラメーター (E_v , F , G , ζ) のスケーリングは、人為的に実験値を再現すべく導入されたものであるが、物理的にはHXR法の近似で無視されている部分（例えば、相互作用が考慮されていない電子配置の影響、電子相関エネルギー、高次の相対論的效果など）によるものと理解される。具体的には、各準位のエネルギーが実験値に近付くようにエネルギーパラメーターをスケーリングする。実験で得られているエネルギー準位の個数が少なく、個々のパラメーターを一つ一つスケーリングできる情報がないときには、パラメーターをグループに分けて、そのグループでは同じスケーリングの係数を用いる。例えば、直接積分 (F)、交換積分 (G)、スピン軌道相互作用 (ζ)、電子配置間相互作用 (R) にグループ分けし、4つの係数でスケーリングする。あるいは、もっと大ざっぱにスピン軌道相互作用 (ζ) とクーロン相互作用 (F , G , R) に分けて2つの係数でスケーリングする。これは同じ力に依存するエネルギーパラメーターは動径波動関数 ($P_i(r)$) から同じように導き出されることを根拠とする。また、エネルギーパラメーターを最適にすることによって、固有関数は正確になり、遷移確率の信頼性も高くなる。

9.1.3 モリブデンイオンのエネルギーパラメーターのスケーリング

ここでは、モリブデンイオンの原子構造の計算[17]で行ったエネルギーパラメーターのスケーリングについて電離の進む順に述べる。

表9.1、2にMo XV - XXIVの計算に用いたスケーリングの係数を示す。Mo XV -

XXIVについては、Mo XVI - XVIIIの実験データの解析をもとに、スケーリングした。

Mo XVIについてはNBSグループ[11]によって、Mo XVII、XVIIIについてはWyart他[13,14]によって、エネルギーパラメーターが示されている。彼等は、モリブデン付近の元素に対してisoelectronic sequenceに沿って、観測されたスペクトル線をもとに、エネルギーパラメーターを求めた。Mo XVについては、Schweitzer他[18]の実験値を再現するように電子配置の平均エネルギーを修正した。Mo XVI - XVIIIに対しては、上に述べた文献[11,13,14]に与えられたエネルギーパラメーターを用いた。ただし、今回の計算では有効パラメーター (T) を含まずに計算した。この効果は、 10^2 Kのオーダーであり、現状の計算および実験の精度では問題にならない。Mo XIX, XXについては、電子配置の平均エネルギーとしてHXR法によって得られた値にそれぞれ-15 kK、-10 kK加えた値を採用した。これは、Mo XVI - XVIIIでは、HXR法による計算結果と実験から求めた結果の相違が、電離度が進むにつれて5 kKずつ小さくなる傾向を外挿したものである。電子配置から、この傾向がMo XIX, XXに対して急変するとは考えにくいからである。

Mo XXV - XXXIIIの計算に用いたスケーリングの係数を表9.3に示す。Mo XXV - XXXIに対しては、Mo XXVI - XXXの基底電子配置 ($3p^N$) のエネルギー準位の実験結果をもとにスケーリングした。NBSのグループが、isoelectronic sequenceに沿って系統的に、基底電子配置の F , ζ および有効エネルギーパラメーター (α) を調べている[16]。1 kK程度の精度と評価されている。表9.3で、基底電子配置についてはNBSのグループが示したエネルギーパラメーターを用いた。ただし、本計算では α を考慮しなかった。Mo XXXの $3d$, $3s3p^2$ に対しては、Mansfield他[19]の実験値に近付くように、 E_v としてab initioの計算結果より4.44 kK大きな値を採用した。他のイオンについては、ab initioの計算で得られた E_v を用いた。なお、主要な電子配置間の相互作用を考慮した。どの電子配置と相互作用が大きいかは、電子配置間のエネルギー差と相互作用のエネルギーパラメーターの大きさから評価した。結果的に、基底電子配置 ($3s^23p^N$) を含むパリティでは、 $3p^{N+2}$, $3s3p^N3d$, $3s^22p^{N+2}3d^2$ を含んだエネルギー行列を取り扱った。励起電子配置 ($3s3p^{N+1}3d$ および $3s3p^{N+1}$) に対しては、 $3p^{N+1}3d$, $3s3p^{N+1}3d^2$ との相互作用を入れて計算した。

このように高電離イオンではComplexと呼ばれる電子配置（主量子数に対する電子の数が等しい電子配置、言い換えれば電子同志の相互作用がなければ縮退する電子配置）が主に相互作用する。Mo XXXIIについては、Mansfield他[19]の実験結果からエネルギーパラメーターを求めた。Mo XXXIIIについては、Mo XXV - XXXIに準じて、Fに対して0.90、 ζ に対して0.95のスケーリングの係数を用いた。計算では、 $2s^2 2p^6$ 、 $2p^5 3l$ 、 $2s 2p^6 3l$ の電子配置を取り扱った。

Mo XXXIV - XLのスケーリングの係数を表9.4に示す。Mo XXXIVの $2s^2 2p^5$ はDoschek and Feldman[20]の波長測定の数値をもとに ζ をスケーリングした。主量子数3の電子を含む配置は、Boiko他[21]の実験結果に近付くように E_{av} を85.0 kK小さくした。その他のエネルギーパラメーターはab initioの値を用いた。Mo XXXV - XXXIXに対しての実験値は全くない。そこで、Fawcett[22]による鉄族に対するスケーリングの係数、Edlénの式[23]をもとに、主量子数2の準位のスケーリングを決めた。主量子数3については、スケーリングの根拠となるものがないので、ab initioのパラメーターを直接用いて計算した。Mo XLについての実験データはない。ここでは、Edlénの式[24]で計算してパラメーターを決定した。

9.2 計算結果および考察

9.2.1 計算結果例 (Mo XXIX)

Mo XXIX（シリコン様イオン）の大まかなグロトリアン図を図9.1に示す。この図は、HXR法で得られた電子配置の平均エネルギーを偶パリティと奇パリティに分けて示したもので、エネルギーの拡がりはその電子配置の最も大きなエネルギーパラメーターの大きさを示す。また、図中の波長は平均エネルギーの差を波長に換算したもので、実際の波長分布はそれより短波長側に強いスペクトル線が分布する傾向にある。この図は、非常に大まかではあるが、概略の原子構造の理解に役立つ。全角運動量(J)に従って、エネルギー準位を図9.2に示す。また、表9.5にその値を示す。表は各パリティに分

けてあり、左から全角運動量、便宜上の番号付け、エネルギー(kKを単位とする)、固有関数の主要要素を示す。ここで、 $(2S'+1, L')2S+1, L$ は固有関数 $((2S'+1)L')^{2S+1}L$ を示す。その左の番号は電子配置を示す。図9.3に、波長と重み付きの遷移確率(gA)を示す。ここで、gは上位準位の統計的重率を示す。実際のスペクトル線強度は、このgを励起準位のポピュレーションに置き換えたものである。トカマクのような低密度プラズマでは、励起状態は主に基底状態からの電子衝突によって生成され(3.2参照)、また励起係数は振動子強度(f)に関係するので、この図は実際のスペクトルパターンに近い。表9.6に、Mo XXIXのスペクトル線の波長および遷移確率を示す。ただし、gfについてのgは下位準位の統計的重率、gAについてのgは上位準位の統計的重率を示す。

9.2.2 考察

Mo XVの計算結果とSchweizer他の実験結果[18]の比較を表9.7に示す。実験精度の範囲内で一致している。これは、HXR法によるab initioの計算で、 E_{av} の誤差が4.5 kK以内であることを示す。

Mo XVIの計算結果はNBSのグループの計算[11]を再現したものであり、そのエネルギーについては言及しない。しかし、遷移についてはBurkhalter他[25]によって示されているgfの値と比較すると、本計算結果は15%程度大きい。これは、動径方向の波動関数の相違によって、既約電気双極子モーメントに違いが生じたためと考えられる。Mo XVII, XVIIIもWyart他[13,14]による計算を再現したものである。ここでは特に言及しない。ただし、振動子強度の計算結果は、Burkhalter他[25]とよく一致し、Mo XVIにみられた相違はない。上に述べたように、Mo XVI - XVIIIに対しては、すでに求めているエネルギーパラメーターを引用し計算を再現した。これは、HXR法に基づいてデータをまとめていく必要性からである。また、Mo XVIIIについては、他の文献では相対的な振動子強度しか示されていなかったが、ここではその絶対値を与えた。Mo XIX - XXIIIには比較する実験データがない。スケーリングの係数の誤差を3%とした場合、この計算結果の誤差は波長として0.5 Åになる。Mo XXIVに関しては、Schwob[26]の実験結果と0.04 Å程

度で一致した。

Mo XXV - XXIXには計算結果と比較すべき実験がない。これらの計算結果の誤差は、次に述べるMo XXX, XXXIに対する誤差と同程度あるいはそれ以上であると考えられる。Mo XXXの計算結果とMansfield他[19]の実験値の比較を表9.8に示す。 $3s^2 3d^2 D_{5/2}$ を除けば計算値と実験値は3.6 kK以内で一致する。 $3s^2 3d^2 D_{3/2}$ に対しては、実験結果の再検討が必要である。Mo XXXIについてHXR法のab initioの計算値、スケーリングした場合の計算値および実験値[19]を表9.9に示す。 Δ は、実験値と計算値の平均自乗偏差を示す。ab initioの計算結果に比べて、スケーリングした場合の計算結果の偏差は1/3に減少した。Mo XXXIIに対しては実験値[19]からスレーターパラメーターを求めたが、これからスピン軌道相互作用のスケーリングの係数は0.95程度が適当であることがわかった。Mo XXXIIIの計算結果は、Källne他[27]の実験結果と0.004 Åで一致した。

Mo XXXIVの $2p^4 3d$ の計算結果とBoiko他[21]の測定値との比較を表9.10に示す。測定の精度は10 kK程度と評価されている。実験値と計算値には比較的大きな相違があり、特に $(^3P)^2D$ に対して大きい。計算に用いるエネルギーパラメーターを更に検討する必要がある。Mo XXXV - XXXIXについては比較すべき実験データがない。Mo XXXIVの計算結果の誤差と同程度すると、主量子3から2への遷移で0.02 Å程度の誤差になる。また、主量子数2から2への遷移では、スケーリングの誤差を5%とした場合、波長として1 Å程度の誤差となる。Mo XLでエネルギーパラメーターを導いたEdlén[24]の経験式は、モリブデンまで外挿した場合には、主量子数2の間の遷移については3%程度、主量子数3から2への遷移については0.2%程度の波長誤差になると推定される。

全体的にスケーリングの係数は、Fawcett[22,28,29]他が鉄族に対して得た係数と同程度の値である。Mo XXXIの計算結果(表9.9)にみられるように、スケーリングという経験的な操作を行った今回の計算では、HXR法のab initioの計算よりも信頼性の高い結果が得られた。今回の計算では、ほとんどのイオンに対して、実験値がなく、電子配置の平均エネルギーとしてab initioの計算結果を用いざるを得なかった。しかし、電子配置内のパラメーター(F、G、 ζ)が精度良く与えられていれば、計算によって得られた

波長を全体的に移動することによって、実際の値に近付くと考えられる。その場合には、スペクトル線のパターンによって同定する方法が有効となる。HXR法では一次のオーダーの相対論的補正しか含んでいないが、Mansfield他[19]のDirac - Hartree - Fock法による計算結果(Mo XXXII)と比較して、有意な差はみられない。

gfの計算結果の誤差を評価することは困難である。アルミニウム様、マグネシウム様の鉄族のイオンに関するFawcettの計算[28,29]では、gfの小さい値($gf < 0.05$)を除いて、15%程度の誤差であると評価されている。従って、今回の計算結果もそれと同程度かそれ以上の誤差を含むと考えられる。

9.3 結言

HXR法によるab initioの計算で得られたエネルギーパラメーターを経験的にスケーリングすることによって、ab initioの計算より信頼性の高い高電離モリブデンイオンの原子構造の計算結果が得られた。しかし、現状ではスケーリングの根拠となる実測値が少ないため、得られた結果は決して十分であるとはいえず、今後得られる実験データをもとに計算精度をあげていく必要がある。

第9章 参考文献

- [1] P. G. Carolan and V. A. Piotrowicz, Plasma Phys. 25 (1983) 1065.
- [2] T. Shirai, Y. Nakai, K. Ozawa, et al., J. Phys. Chem. Ref. Data 16 (1987) 327.
- [3] R. D. Cowan, LA - 6679 - MS, International Nuclear Data Committee (1977).
- [4] R. D. Cowan, "The Theory of Atomic Structure and Spectra", Univ. Calif. Press, Berkley (1981).
- [5] 石井慶之、分光研究 34 (1985) 3.
- [6] M. Klapisch, R. Perel, and D. Weil, EUR - CEA - FC - 827, Department de Physique du Plasma et de la Fusion Controlee (1976).
- [7] C. F. Fisher and H. P. Saha, Phys. Rev. A28 (1983) 3169.
- [8] L. A. Armstrong, Jr. W. R. Fiedler, and D. L. Lin, Phys. Rev. A14 (1976) 1114.
- [9] J. Reader and A. Ryabtsev, J. Opt. Soc. Am. 71 (1981) 231.
- [10] J. F. Wyart, M. Klapisch, J. L. Schwob, and N. Schweitzeret, Phys. Scr. 26 (1982) 141.
- [11] A. N. Ryabtsev and J. Reader, J. Opt. Soc. Am. 72 (1982) 710.
- [12] J. Reader and A. Ryabtsev, J. Opt. Soc. Am. 73 (1983) 1207.
- [13] J. F. Wyart, M. Klapisch, J. L. Schwob, N. Schweitzer, and P. Mandelbaum, Phys. Scr. 27 (1983) 275.
- [14] J. F. Wyart, M. Klapisch, J. L. Schwob, and P. Mandelbaum, Phys. Scr. 28 (1983) 381.
- [15] K. Ando and K. Ishii, J. Phys. Soc. Japan 54 (1985) 3297.
- [16] J. Sugar and V. Kaufman, J. Opt. Soc. Am. B1 (1984) 218.
- [17] 久保博孝、石井慶之、杉江達夫 他、JAERI-M 86-081、日本原子力研究所 (1986).
- [18] N. Schweitzer, M. Klapisch, J. L. Schwob, et al., J. Opt. Soc. Am. 71 (1971) 219.
- [19] M. W. D. Mansfield, N. J. Peacock, C. C. Smith, M. G. Hobby, and R. D. Cowan,

J. Phys. B11 (1978) 1521.

- [20] G. A. Doscheck and U. Feldman, J. Appl. Phys. 47 (1976) 3083.
- [21] V. A. Boiko, S. A. Pikuz, A. S. Safronova, and A. Y. Faenov, J. Phys. B11 (1978) L503.
- [22] B. C. Fawcett, Atomic Data and Nuclear Data Tables 30 (1984) 1.
- [23] B. Edlén, Phys. Scr. 31 (1985) 345.
- [24] B. Edlén, Phys. Scr. 19 (1979) 255.
- [25] P. G. Burkhalter, J. Reader, and R. D. Cowan, J. Opt. Soc. Am. 70 (1980) 912.
- [26] J. L. Schwob, M. Klapisch, M. Finkenthal, N. Schweitzer, and T. F. R. Group, EUR - CEA- FC - 887, Department de Physique du Plasma et de la Fusion Controlee (1977).
- [27] E. Källne, J. Källne, and R. D. Cowan, Phys. Rev. A27 (1983) 2682.
- [28] B. C. Fawcett, Atomic Data and Nuclear Data Tables 28 (1983) 579.
- [29] B. C. Fawcett, Atomic Data and Nuclear Data Tables 28 (1983) 557.

表9.1 エネルギーパラメーターのスケーリングの係数 (Mo XV, XVI)

	M ₀ XV (3d) ⁹ (4p) (3d) ⁹ (4f)	M ₀ XVI (3d) ⁸ (4p)	(k K)
Δ E _{av}	+4.7	+3.58	
F ² (3d, 3d)	—	0.92	
F ⁴ (3d, 3d)	—	0.91	
ζ _{3d}	0.92	0.92	
ζ _{4d}	0.92	0.92	
F ² (3d, 4d)	-0.97	0.97	
G ¹ (3d, 4d)	0.95	0.92	
G ³ (3d, 4d)	0.95	0.97	

本計算で用いたエネルギーパラメーターとHXR法によって得られたエネルギーパラメーターの比を示す。ただし、ΔE_{av}は、用いたエネルギーの値とHXR法の計算結果の差をkKを単位に示す。

表9.2 エネルギーパラメーターのスケーリングの係数 (Mo XVI - XXIV)

	M ₀ XVI	M ₀ XVII	M ₀ XVIII	M ₀ XIX	M ₀ XX	M ₀ XXI ~ XXIII	M ₀ XXIV	
(3d) ⁿ	(3d) ⁹	(3d) ⁸	(3d) ⁷	(3d) ⁶	(3d) ⁵	(3d) ⁴ ~ (3d) ²	ζ	0.95
F (d, d)	—	0.92	0.92	} 0.95	0.95	0.95		
F (d, d)	—	0.93	0.94					
ζ _d	0.92	0.91	0.93	0.95	0.95	0.95		
(3p) ⁵ (3d) ⁿ⁺¹	(3p) ⁵ (3d) ¹⁰	(3p) ⁵ (3d) ⁹	(3p) ⁵ (3d) ⁸	(3p) ⁵ (3d) ⁷	(3p) ⁵ (3d) ⁶	(3p) ⁵ (3d) ⁵ ~ (3p) ⁵ (3d) ³		
ΔE _{av} (kK)	-30.5	-25.0	-20.6	-15	-10	0		
F ² (d, d)	—	—	0.89	} 0.90	0.90	0.90		
F ⁴ (d, d)	—	—	0.90					
ζ _p	0.97	0.97	0.96	} 0.95	0.95	0.95		
ζ _d	—	0.98	0.93					
F ² (p, d)	—	0.96	0.94	0.95	0.95	0.95		
G ¹ (p, d)	—	0.86	0.88	} 0.90	0.90	0.90		
G ³ (p, d)	—	0.94	0.90					

表9.3 エネルギーパラメーターのスケーリングの係数 (Mo XXV - XXXIII)

	XXV	XXVI	XXVII	XXVIII	XXIX	XXX	XXXI	XXXII	XXXIII
3p ⁿ	(3p) ⁶	(3p) ⁵	(3p) ⁴	(3p) ³	(3p) ²	(3p)	(3s) ²	ζ _{3p}	F, G, R
ζ	0.94	0.94	0.94	0.94	0.94	0.93	0.94	0.94	0.90
F	0.90	—	0.88	0.89	0.89	—	0.90	0.86	0.95
R	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90	0.95	0.91
config. Inter.	(3p) ⁴ (3d) ²	(3s)(3p) ⁵ (3d) ² (3p) ³ (3d) ²	(3p) ⁶ (3s)(3p) ⁴ (3d) ² (3p) ² (3d) ²	(3p) ⁵ (3s)(3p) ³ (3d) ² (3p) ³ (3d) ²	(3p) ⁴ (3s)(3p) ² (3d) ² (3s) ² (3d) ²	(3p) ³ (3s)(3p)(3d) ² (3p)(3d) ²	(3s)(3d), (3p) ² , (3d) ²	ζ _{3d}	
ζ	0.94	0.94	0.94	0.94	0.94	0.94	0.94	0.92	
F, G, R	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90	0.95	
(3p) ⁿ⁺¹ (3d), (3s)(3p) ⁿ	(3p) ⁵ (3d)	(3p) ⁴ (3d) ² (3s)(3p) ⁴ (3p) ⁶ (3d)	(3p) ³ (3d) ² (3s)(3p) ³ (3p) ⁵ (3d)	(3p) ² (3d) ² (3s)(3p) ² (3p) ⁴ (3d)	(3p)(3d) ² (3s)(3p) ² (3p) ³ (3d)	(3d) (3s)(3p) ² (3p) ² (3d)	(3s)(3p)	even	(2p) ⁶ (2s)(2p) ⁶ (3s) (2p) ⁵ (3p) (2s)(2p) ⁶ (3d)
config. Inter.	(3p) ³ (3d) ³ (3s)(3p) ³ (3d) ²	(3p) ⁴ (3d) ² (3s)(3p) ⁴ (3p) ⁶ (3d)	(3p) ³ (3d) ² (3s)(3p) ³ (3p) ⁵ (3d)	(3p) ² (3d) ² (3s)(3p) ² (3p) ⁴ (3d)	(3p)(3d) ² (3s)(3p) ² (3p) ³ (3d)	(3d) (3s)(3p) ² (3p) ² (3d)	(3p)(3d)	odd	(2p) ⁵ (3s) (2s)(2p) ⁶ (3p) (2p) ⁵ (3d)
ζ	0.94	0.94	0.94	0.94	0.94	0.94	0.94		
F, G, R	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90		

表9.4 エネルギーパラメーターのスケーリングの係数 (Mo XXXIV - XL)

	Mo XXXIV	Mo XXXV~Mo XXXVIII	Mo XXXIX	Mo XL
lower level	$(2s)^2(2p)^5$	$(2s)^2(2p)^n$ $(2p)^{n+2}$	$(2s)^2$ $(2p)^2$	$E_{2p} + 6.4 \text{ kK}$
ζ	0.943	0.95	0.95	$\zeta_{2p} 0.94$
F, G, R	—	1.00	1.00	$E_{3s} + 25.8$
upper level n=2	$(2s)(2p)^6$	$(2s)(2p)^{n+1}$	$(2s)(2p)$	$E_{3p} - 0.6$
ζ	—	0.95	0.95	$\zeta_{3p} 0.94$
F, G	—	1.00	1.00	$E_{3d} - 14.5$
n=3	$(2s)^2(2p)^4(3s)$ $(2s)^2(2p)^4(3d)$ $(2s)(2p)^5(3p)$ $(2p)^6(3s)$ $(2p)^6(3d)$	$(2s)^2(2p)^{n-1}(3s)$ $(2s)^2(2p)^{n-1}(3d)$ $(2s)(2p)^n(3p)$ $(2p)^{n+1}(3s)$ $(2p)^{n+1}(3d)$	$(2s)(3p)$ $(2p)(3s)$	$\zeta_{3d} 0.98$
ΔE_{av}	-85.0 kK	0.00	0.00	
F, G, ζ , R	1.00	1.00	1.00	

表9.5 Mo XXIXのエネルギー準位

EVEN PARITY			LEADING PERCENTAGES			
J	NO	ENERGY(KK)				
0.0	1	0.001	1	3P 77.8%	1	1S 20.7%
0.0	2	458.315	1	1S 76.8%	1	3P 20.7%
1.0	1	162.788	1	3P 98.4%		
2.0	1	196.753	1	1D 51.6%	1	3P 46.8%
2.0	2	383.320	1	3P 51.4%	1	1D 46.7%
ODD PARITY			LEADING PERCENTAGES			
J	NO	ENERGY(KK)				
0.0	1	998.331	2 (2P) 3P	90.9%	1 (2P) 3P	7.9%
0.0	2	1326.716	1 (2P) 3P	90.2%	2 (2P) 3P	7.9%
1.0	1	823.409	2 (2D) 3D	55.7%	2 (2P) 3P	20.1%
1.0	2	1018.621	2 (2P) 3P	58.4%	2 (2D) 3D	18.9%
1.0	3	1108.004	2 (4S) 3S	47.0%	2 (2P) 1P	32.3%
1.0	4	1175.982	1 (2P) 3D	41.3%	1 (2P) 3P	21.2%
1.0	5	1289.559	2 (2P) 1P	30.7%	2 (4S) 3S	24.9%
1.0	6	1361.699	1 (2P) 3P	47.9%	2 (2P) 1P	10.9%
1.0	7	1475.948	1 (2P) 1P	67.2%	2 (2P) 1P	12.6%
2.0	1	707.226	2 (4S) 5S	66.7%	2 (2P) 3P	23.9%
2.0	2	875.651	2 (2D) 3D	54.6%	2 (4S) 5S	22.6%
2.0	3	988.242	1 (2P) 1D	27.8%	1 (2P) 3F	25.8%
2.0	4	1073.829	1 (2P) 3F	57.1%	2 (2D) 3D	13.6%
2.0	5	1149.339	2 (2P) 3P	36.9%	1 (2P) 1D	25.9%
2.0	6	1191.405	1 (2P) 3P	51.8%	2 (2D) 1D	27.4%
2.0	7	1315.742	1 (2P) 3D	43.1%	1 (2P) 1D	26.5%
2.0	8	1384.426	1 (2P) 3P	36.1%	1 (2P) 3D	17.8%
3.0	1	927.844	2 (2D) 3D	87.9%	1 (2P) 3D	10.2%
3.0	2	1130.817	1 (2P) 3F	82.8%	1 (2P) 3D	6.4%
3.0	3	1331.425	1 (2P) 3D	60.3%	1 (2P) 1F	17.1%
3.0	4	1432.240	1 (2P) 1F	74.6%	1 (2P) 3D	21.5%
4.0	1	1272.586	1 (2P) 3F	98.5%		

EVEN $(3s)^2(3p)^2$
 ODD 1 $(3s)^2(3p)(3d)$
 2 $(3s)(3p)^3$

表9.6 Mo XXIXのスペクトル線の波長および遷移確率

$(3s)^2(3p)^2 - (3s)(3p)(3d)$ $(3s)(3p)^3$						
NO	LOWER LEVEL (KK)	J	UPPER LEVEL (KK)	J	WAVELENGTH (Å)	GF (SEC-1)
1	383.320	2.0	707.226	2.0	308.731	0.0016
2	383.320	2.0	823.409	1.0	227.227	0.0071
3	383.320	2.0	875.651	2.0	203.115	0.0057
4	196.753	2.0	707.226	2.0	195.897	0.0287
5	162.788	1.0	707.226	2.0	183.676	0.0394
6	383.320	2.0	927.844	3.0	183.646	0.0855
7	458.315	0.0	1018.621	1.0	178.474	0.0139
8	383.320	2.0	988.241	2.0	165.311	0.0220
9	196.753	2.0	823.409	1.0	159.577	0.0364
10	383.320	2.0	1018.621	1.0	157.406	0.0040
11	458.315	0.0	1108.003	1.0	153.920	0.0213
12	162.788	1.0	823.409	1.0	151.373	0.0034
13	196.753	2.0	875.651	2.0	147.297	0.0048
14	383.320	2.0	1073.829	2.0	144.821	0.0085
15	162.788	1.0	875.651	2.0	140.279	0.0911
16	458.315	0.0	1175.982	1.0	139.340	0.0063
17	383.320	2.0	1108.003	1.0	137.991	0.0167
18	196.753	2.0	927.844	3.0	136.782	0.0668
19	383.320	2.0	1130.817	3.0	133.780	0.0070
20	383.320	2.0	1149.339	2.0	130.545	0.0687
21	196.753	2.0	988.241	2.0	126.344	0.0881
22	383.320	2.0	1191.405	2.0	123.749	0.1340
23	196.753	2.0	1018.621	1.0	121.674	0.0029
24	0.001	0.0	823.409	1.0	121.447	0.1358
25	458.315	0.0	1289.558	1.0	120.302	0.0454
26	162.788	1.0	998.331	0.0	119.683	0.0535
27	162.788	1.0	1018.621	1.0	116.845	0.1723
28	196.753	2.0	1073.829	2.0	114.015	0.2362
29	458.315	0.0	1361.699	1.0	110.695	0.0113
30	383.320	2.0	1289.558	1.0	110.346	0.2563
31	162.788	1.0	1073.829	2.0	109.765	0.0252
32	196.753	2.0	1108.003	1.0	109.739	0.5584
33	383.320	2.0	1315.742	2.0	107.248	0.0559
34	196.753	2.0	1130.817	3.0	107.059	0.2397
35	162.788	1.0	1108.003	1.0	105.796	0.1353
36	383.320	2.0	1331.424	3.0	105.474	0.1512
37	196.753	2.0	1149.339	2.0	104.977	0.0339
38	383.320	2.0	1361.699	1.0	102.210	0.4789
39	196.753	2.0	1175.982	1.0	102.121	0.0669
40	162.788	1.0	1149.339	2.0	101.363	0.2328
41	196.753	2.0	1191.405	2.0	100.538	0.3663
42	383.320	2.0	1384.425	2.0	99.890	1.0941
43	162.788	1.0	1175.982	1.0	98.698	0.1186
44	458.315	0.0	1475.947	1.0	98.267	0.6468
45	0.001	0.0	1018.621	1.0	98.172	0.0466
46	162.788	1.0	1191.405	2.0	97.218	0.3847
47	383.320	2.0	1432.240	3.0	95.336	1.3584
48	383.320	2.0	1475.947	1.0	91.523	0.0270
49	196.753	2.0	1289.558	1.0	91.508	0.0322
50	0.001	0.0	1108.003	1.0	90.253	0.1894

NO	LOWER LEVEL (KK)	J	UPPER LEVEL (KK)	J	WAVELENGTH (Å)	GF	GA (SEC-1)
51	196.753	2.0	1315.742	2.0	89.366	0.7593	0.6341E+12
52	162.788	1.0	1289.558	1.0	88.749	0.4165	0.3527E+12
53	196.753	2.0	1331.424	3.0	88.131	1.3088	0.1124E+13
54	162.788	1.0	1315.742	2.0	86.734	0.4577	0.4058E+12
55	162.788	1.0	1326.715	0.0	85.916	0.1714	0.1549E+12
56	196.753	2.0	1361.699	1.0	85.841	0.0707	0.6400E+11
57	0.001	0.0	1175.982	1.0	85.035	0.4932	0.4549E+12
58	196.753	2.0	1384.425	2.0	84.198	0.0162	0.1522E+11
59	162.788	1.0	1361.699	1.0	83.409	0.1115	0.1069E+12
60	162.788	1.0	1384.425	2.0	81.857	0.0197	0.1962E+11
61	196.753	2.0	1432.240	3.0	80.940	0.1531	0.1559E+12
62	162.788	1.0	1475.947	1.0	76.152	0.0062	0.7077E+10

表9.7 Mo XVの波長の計算結果と実験値[18]の比較

transition array	multiplet	observed	calculated
$3d^{10} - 3d^9 4p$	$^1S_0 - ^1P_1$	50.44	50.426
	$- ^3D_1$	49.91	49.916
	$3d^9 4f$		
	$^1S_0 - ^3D_1$	36.06	36.057
	$- ^1P_1$	35.368	35.212

表9.8 Mo XXXのエネルギーの計算結果と実験値[19]の比較

configuration	multiplet	observed	calculated	Δ
$(3s)^2(3p)$	$^2P_{1/2}$	0	0	0
	$^2P_{3/2}$	204.0	200.4	3.6
$(3s)(3p)^2$	$^2P_{1/2}$	885.35	886.0	-0.7
	$^2S_{1/2}$	1085.1	1088.7	-3.6
	$^2P_{3/2}$	1081	1078.0	3
$(3s)^2(3d)$	$^2D_{3/2}$	1151.1	1148.8	2.3
	$^2D_{5/2}$	1198.2	1169.2	29.0
		$\Delta=12.1$ (2.9 ^{a)})		

(k K)

表中の12.1 kKは平均自乗偏差を示す。a) 2.9 kKは、 $3s^23d^2D_{5/2}$ を含まない場合の平均自乗偏差を示す。

表9.9 Mo XXXIのエネルギーの計算結果（エネルギーパラメーターをスケールリングして得られた値と、HXR法のab initioの値）と実験値[19]の比較

		observed	ab initio	scaled
$3s^2$	1S_0	0	0	0
$3s3p$	3P_1	524.9	517.6	524.8
	3P_2	698.1	700.7	697.7
	1P_1	862.14	870.7	851.9
$3s3d$	1D_2	1740.13	1758.2	1734.6
	3D_1	1543	1545.0	1543.4
	3D_2	1561	1566.4	1563.2
	3D_3	1585.8	1595.6	1591.8
		$\Delta = 9.2$		$\Delta = 3.3$

- 154 -

(k K)

表9.10 Mo XXXIV ($2p^43d$) のエネルギーの計算結果 (E_{av} を85 kK小さく見積もって得られた値と、HXR法のab initioの値) と実験値[21]の比較

term	observed	ab initio	shifted
$(^3P)^2F_{5/2}$	22046	22154	22069
$(^1P)^2F_{5/2}$	22193	22276	22191
$(^3P)^2D_{3/2}$	21978	22168	22083
$5/2$	22119	22110	22025
$(^1D)^2D_{5/2}$	22207	22260	22175
$3/2$	22321	22393	22309
$(^1S)^2D_{3/2}$	23100	23247	23165
$(^1D)^2S_{1/2}$	22163	22232	22147
$(^1D)^2P_{3/2}$	22193	22267	22182
$1/2$	22361	22423	22338
Δ	(10)	99	51

(kK)

最下段に実験値からの平均自乗偏差および実験精度を示す。

- 155 -

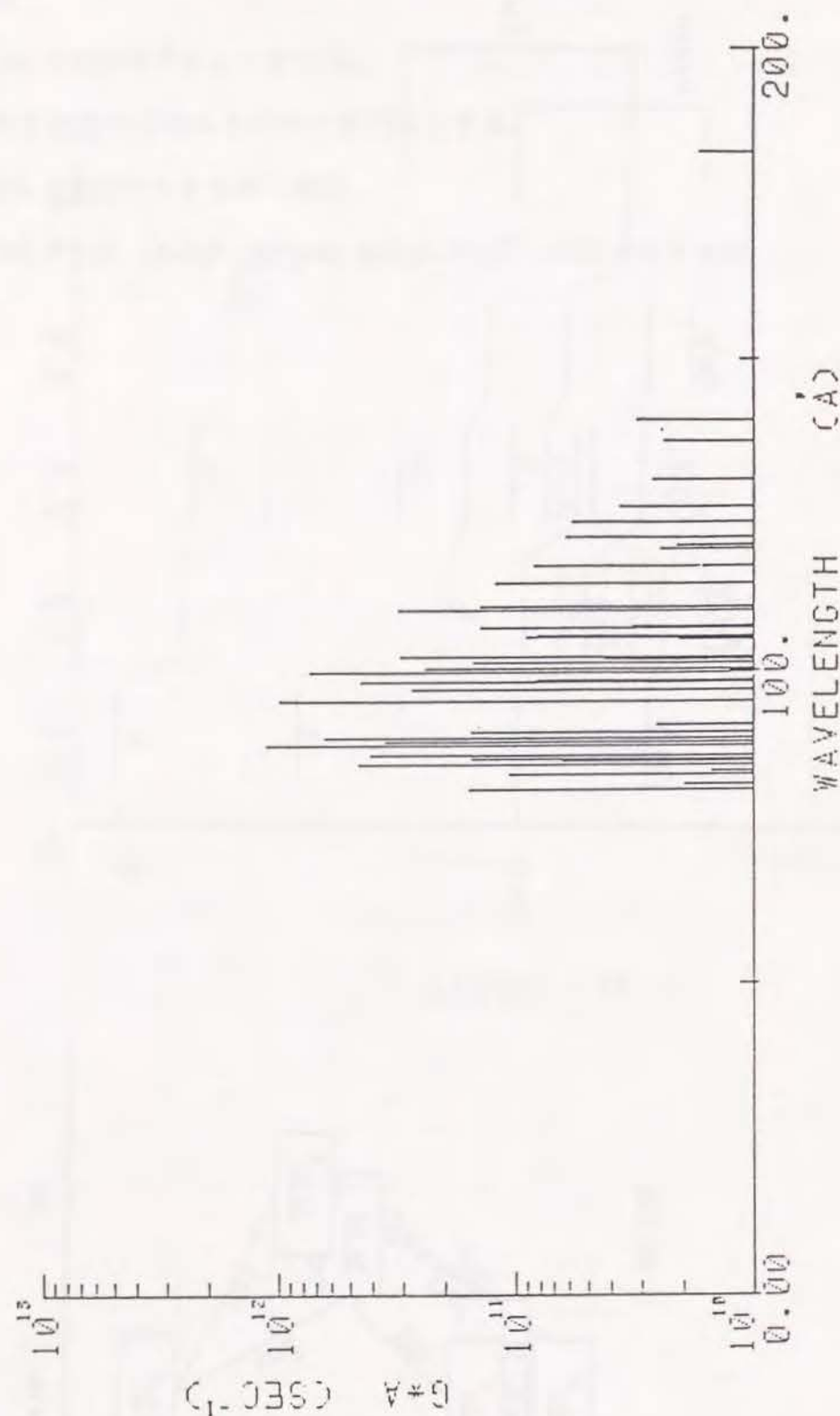


図 9.3

第10章 結論

本研究では、大型トカマクのプラズマ分光研究のうち、不純物挙動の研究、高電離重イオンの研究および分光器の開発と感度校正を取り扱った。核融合プラズマでは、不純物制御は最大の課題の一つである。非常に高温になるトカマクプラズマでのみ可能な高電離重イオンの研究は重要である。また、これらの研究に分光器の開発および感度校正が必要である。

第1章では、トカマク装置による核融合研究の現状を概観し、現在のトカマクプラズマの分光研究についてまとめた。トカマクプラズマにおける不純物制御、分光診断、および高電離重イオンの研究に関して論じ、本研究の背景と主要な研究項目を明らかにした。第2章では、臨界プラズマ試験装置JT-60の概要について述べ、第3章では、分光データを解析するためのモデルについて述べた。

第4章では、JT-60における分光研究で用いられた分光器について、特に平面結像型多チャンネル斜入射分光器の開発を中心に述べた。ここで開発された分光器は、次の特長を有する。

- 1) 多数のスペクトル線を同時に観測できる。
- 2) 5 - 1220 Å の広い波長領域を測定できる。
- 3) プラズマ中のスペクトル線の空間分布を、分光器の数に相当する空間点数で同時に測定できる。
- 4) それぞれの分光器は、同じ形状を持ち、目的に合わせて交換可能である。
- 5) 分光器が小型で取り扱いが簡単のため、実験装置から容易に外して、別の場所で調整や校正がおこなえる。

ここで開発した以上の特長を有する斜入射分光器によって、1放電毎に多岐にわたる不純物イオンのスペクトル線の空間分布の全容を観測することができる。この技術開発は、限られた数の放電を極めて有効に利用することが必須であるJT-60のような大型トカマク装置の計測並びに研究にとって意義が深い。

第5章では、真空紫外分光器の絶対感度較正について、シンクロトロン放射光を用いた方法を中心に述べた。この較正方法は、シンクロトロン放射光を用いることにより、次の点において従来のスペクトル線を用いる方法に比べて優れている。

- 1) 較正結果の信頼性が高い。
- 2) 広い波長範囲で連続的に感度較正ができる。
- 3) 偏光した光に対する感度についての知見が得られる。

また、従来のシンクロトロン放射光を用いた感度較正の方法と比較すると、次の点の特長である。

- 1) 標準検出器を用いて、実際に分光器に入射した光を測定しているので、簡単で信頼性が高い。
 - 2) 高次光の影響を、薄膜を用いて評価している。
- トカマクプラズマからの放射が主に真空紫外領域にあることから、この信頼性の高い較正結果はトカマクプラズマの診断に有効である。

第6章では、JT-60プラズマの不純物の輸送について述べた。ここで、明らかになったことは次のことである。

- 1) 不純物のプラズマ中心への集中はみられない。
- 2) NBの入射方向によらず、NBI加熱時とオーム加熱時において、不純物の輸送に差は見られない。

一般に、閉じ込め性能が改善される場合には不純物の集中が観測されるので、不純物輸送は今後とも重要な研究課題である。

第7章では、金属壁および炭素壁を用いた場合に対して、リミター配位およびダイバーター配位のプラズマ中の不純物量について述べた。ここでは、次のことが明らかになった。

- 1) 金属壁を用いたリミター配位の放電では、金属不純物による放射損失が深刻な問題である。
- 2) 放射損失の問題を解決する方法として、ダイバーター配位および第1壁を炭素にす

ることが有効である。

3) 炭素壁を用いた場合は、金属壁を用いた場合に比べて、不純物によるプラズマの希釈が問題となるが、ダイバーター配位で高電子密度の放電を行えば、その問題は軽減される。

4) 不純物軽減の観点から考えると、金属壁を用いたダイバータープラズマが、核融合プラズマとして最も優れている。

プラズマから流出するエネルギーが増大する次期装置では、不純物によるプラズマ性能の劣化および第1壁の損傷は更に深刻な問題となり、現状の炭素壁では耐えられない。この研究により、プラズマ性能を劣化させることなく、損傷の比較的小さい金属を第1壁材料として利用できる可能性があることが示された。

第8章では、Ti XXIIのライマン α 線の微細構造成分の強度比が予想される1:2から異なって観測されることについて述べた。ここで示したことは次のことである。

- 1) 放電条件の違いによって強度比が変化する。
 - 2) プラズマパラメーターへの依存性を種々の放電条件で検討したが、明らかな依存性は得られなかった。
 - 3) 現在まで知られているいかなるモデルでも、この強度比の異常は説明できない。
- 水素様イオンのライマン α 線の強度比は、プラズマ分光において基本的な問題であるので、この現象の機構を明らかにすることは重要である。

第9章では、高電離モリブデンの原子構造の計算について述べた。ここで、得た結果は次の点において優れている。

- 1) HXR法のエネルギーパラメーターを経験的にスケーリングすることによって、ab initioの計算より信頼性の高い結果を得た。
- 2) Mo XV - XLについて一貫した方法によって計算した。

この計算結果は、高電離モリブデンの原子構造の研究を行うための出発点となるものである。現状では、スケーリングの根拠となる実測値が少ないため、計算結果自体は決して十分であるとはいえず更に検討する。

実際に核反応を起こす将来の核融合装置では、膨大なエネルギーを第1壁が受けとめることになるので、不純物によるプラズマ性能の劣化および第1壁の損傷は、今後更に重大な問題となる。また、臨界プラズマ条件達成を目的としたJT-60の実験では、高温プラズマを用いた高電離重イオンの基礎的研究が、あまり行われてこなかったが、今後もっと積極的に行うべきであると考えます。

本研究により得られた成果は、今後更に大きなエネルギーを取り扱う次期核融合装置（核融合実験炉FER，国際熱核融合実験炉ITER）を設計するうえにおいて、工学的に十分貢献するものであると信じる。また、高電離重イオンの研究に資することが大きい。

謝辞

本論文をまとめるに当たり、始終御指導、御配慮頂いた京都大学工学部藤本孝教授に心から感謝の意を表します。

本研究の遂行に当たり、御教示、御指導、御鞭撻を賜りました日本原子力研究所の杉江達夫副主任研究員、竹内浩主任研究員、船橋昭昌臨界プラズマ計測室室長、志甫諒主任研究員、鈴木康夫臨界プラズマ計測室前室長および京都大学工学部石井慶之助教授に深く感謝いたします。また、多大な御協力および御指導を頂きました臨界プラズマ計測室の逆井章研究員、小出芳彦研究員、臨界プラズマ第二実験室の平山俊雄副主任研究員、日立エネルギー研究所の西野信博研究員、赤岡伸雄元日本原子力研究所研究員に厚く御礼申し上げます。分光器の較正実験に際しては、御指導および御協力を頂きました高エネルギー物理研究所放射光実験施設の田中健一郎助教授、前沢秀樹教授、伊藤健二助手、筑波大学プラズマ研究センターの山口直洋講師、および大型放射光開発チームの溝口英明主任研究員に感謝いたします。中井洋太原子分子研究室前室長、核データセンターの白井稔三副主任研究員および核融合科学研究所の加藤隆子助手には、原子データに関して御教授して頂いたことを感謝いたします。また、JT-60の実験に際して、信頼性の高い各機器の開発、運転、有益な議論をして頂いたJT-60チームの皆様に感謝します。

更に、本研究開発に御協力頂いたニコンおよび浜松ホトニクスの関係者の皆様に感謝いたします。

最後に本研究の実施に当たり、暖かい御支援と励ましを頂いた森茂技術相談役、吉川允二理事、飯島勉那珂研究所所長、田村早苗臨界プラズマ研究部部長、田中裕二JT-60試験部部長に、心から感謝の意を表します。

第4章

- [1] H. Kubo, T. Sugie, A. Sakasai, Y. Koide, N. Nishino, H. Yokomizo, H. Takeuchi, JT-60 Team*, K. Tanaka, H. Maezawa, and N. Yamaguchi, "Multichordal Spectroscopy on JT-60", Rev. Sci. Instrum. 59 (1988) 1515.
- [2] 久保博孝、杉江達夫、逆井章、小出芳彦、西野信博、赤岡伸雄、竹内浩、
「JT-60の放射強度測定用分光システム」、核融合研究 別冊59 (1988) 189.
- [3] 杉江達夫、久保博孝、逆井章、小出芳彦、西野信博、赤岡伸雄、竹内浩、
「JT-60の不純物空間分布測定システム」、核融合研究 別冊59 (1988) 157.
- [4] 逆井章、小出芳彦、久保博孝、杉江達夫、赤岡伸雄、西野信博、竹内浩、
「JT-60のイオン温度測定用分光システム」核融合研究 別冊59 (1988) 169.
- [5] H. Nagata, N. Kihara, T. Yamashita, T. Sugie, H. Kubo, and M. Shiho, "Module-Type Flat-Field Grazing-Incidence Spectrographs for Large Tokamak (JT-60) Plasma Diagnosis", Nucl. Instrum. Meth. A294 (1990) 292.
- [6] H. Yokomizo, H. Takeuchi, T. Sugie, N. Ogiwara, M. Sato, A. Nagashima, K. Ohasa, Y. Nakamura, T. Nishitani, Y. Neyatani, A. Sakasai, T. Fukuda, H. Kubo, K. Tobita, Y. Yamashita, M. Nemoto, S. Iida, K. Nagashima, Y. Uramoto, O. Yamashita, T. Tsugita, M. Shitomi, Y. Tsukahara, T. Ohshima, K. Yamagishi, S. Tahira, S. Konoshima, M. Shiho, H. Maeda, and Y. Suzuki, "The JT-60 Diagnostics System", Fusion Eng. Des. 5 (1987) 117.

第5章

- [1] H. Kubo, S. Sakasai, N. Nishino, Y. Koide, N. Akaoka, M. Hara, S. Chiba, T. Sugie, H. Takeuchi, K. Tanaka, H. Maezawa, and N. Yamaguchi, "Absolute Calibration of a Normal Incidence Vacuum Spectrometer Using Synchrotron Radiation", Jpn. J. Appl.

Phys. 28 (1989) 2610.

- [2] H. Kubo, A. Sakasai, N. Nishino, Y. Koide, H. Yokomizo, T. Sugie, H. Takeuchi, K. Tanaka, H. Maezawa, K. Itoh, and N. Yamaguchi, "Characteristics of Flat Field Spectrometers for Fusion Plasma Diagnostics", in Photon Factory Activity Report, National Laboratory for High Energy Physics (1989) 259.
- [3] H. Kubo, A. Sakasai, N. Nishino, Y. Koide, N. Akaoka, M. Hara, S. Chiba, T. Sugie, H. Takeuchi, H. Yokomizo, N. Yamaguchi, K. Tanaka, H. Maezawa, and K. Itoh, "Absolute Calibration of a Normal Incidence Vacuum Spectrometer for Fusion Plasma Diagnostics", in Photon Factory Activity Report, National Laboratory for High Energy Physics (1989) 259.

第6章

- [1] T. Hirayama, T. Sugie, A. Sakasai, H. Kubo, Y. Koide, N. Akaoka, H. Takeuchi, and M. Nagami, "Impurity Transport in Ohmically Heated JT-60 Plasma", JAERI-M 86-161, Japan Atomic Energy Research Institute (1986).
- [2] Y. Koide, T. Hirayama, T. Sugie, A. Sakasai, H. Kubo, N. Akaoka, T. Nishitani, N. Nagashima, H. Shirai, H. Takeuchi, and JT-60 Team*, "Study of Impurity Transport in Ohmically and Neutral Beam Heated Divertor Discharges in JT-60", Nucl. Fusion 28 (1988) 1835.

第7章

- [1] H. Kubo, T. Sugie, A. Sakasai, Y. Koide, N. Nishino, T. Hirayama, T. Nishitani, K. Nagashima, N. Akaoka, H. Takeuchi, and the JT-60 Team*, "Spectroscopic Study of Impurities in Neutral Beam Heated and Ohmically Heated JT-60 Discharges", Nucl. Fusion 29 (1989) 571.
- [2] 久保博孝、杉江達夫、逆井章、小出芳彦、西野信博、赤岡伸雄、「JT-60プラ

ズマの真空紫外域分光写真測定」、JAERI-M 88-126, 日本原子力研究所 (1988).

- [3] H. Kubo, T. Sugie, N. Nishino, A. Sakasai, Y. Koide, N. Akaoka, T. Nishitani, K. Itami, Y. Kawano, K. Nagashima, S. Tsuji, N. Hosogane, H. Takeuchi, and the JT-60 Team*, "Behavior of Light Impurity in Beam Heated JT-60 Plasmas with Graphite Walls", IAEA-TECHDOC-536, Vienna, (1989) 139.
- [4] N. Nishino, H. Kubo, A. Sakasai, Y. Koide, T. Sugie, T. Takeuchi, and the JT-60 Team*, "Behavior of Light Impurities in Beam-Heated JT-60 Plasmas with Hot Graphite Walls", J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 386.
- [5] 赤岡伸雄、久保博孝、杉江達夫、逆井章、小出芳彦、「JT-60プラズマでの可視域分光写真測定」、JAERI-M 87-054, 日本原子力研究所 (1987).
- [6] T. Sugie, H. Kubo, A. Sakasai, Y. Koide, N. Nishino, N. Akaoka, T. Nishitani, K. Nagashima, T. Hirayama, H. Takeuchi, and the JT-60 Team*, "Impurity Characteristics in JT-60", IAEA-TECHDOC-536, IAEA (1989) 123.

第9章

- [1] 久保博孝、石井慶之、杉江達夫、志甫諒、前田彦祐、鈴木康夫、「Mo XV- XLの原子構造の計算」、JAERI-M 86-081, 日本原子力研究所 (1986).

その他の関連論文

JT-60実験の総合報告

- [1] JT-60 team*, "Recent Experiments in JT-60", in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th. Int. Conf. Kyoto), Vol. 1, IAEA, Vienna (1987) 11.
- [2] JT-60 team*, "Recent Progress in JT-60 Experiments", in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988 (Proc. 12th. Int. Conf. Nice), Vol. 1, IAEA, Vienna (1989) 67.

- [3] JT-60 team*, "Recent Experiments in JT-60", in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1990 (Proc. 13th. Int. Conf. Washington).

不純物挙動

- [1] M. Shimada, H. Kubo, K. Itami, S. Tsuji, T. Nishitani, and JT-60 Team*, Proc. 9th Int. Conf. on Plasma Surface Interaction in Controlled Fusion Devices, Bournemouth (1990).
- [2] T. Sugie, H. Kubo, A. Sakasai, H. Yoshida, T. Hirayama, T. Nishitani, K. Nagashima, Y. Kawano, R. Yoshino, Y. Kamada, Y. Koide, N. Nishino, H. Takeuchi, and JT-60 Team*, "Impurity Behavior in Pellet-Fuelled Plasma of JT-60", in Controlled Fusion and Plasma Heating, (Proc. 17th EPS Conf. Amsterdam, 1990), Vol. 14B Part I, European Physical Society (1990) 223.
- [3] N. Hosogame, S. Tsuji, H. Kubo, T. Sugie, T. Nishitani, K. Itami, O. Naito, M. Nagami, and the JT-60 Team*, "Divertor Effects and Confinement Properties of JT-60 Lower X-Point Divertor Discharges", IAEA-TECHDOC-536, IAEA (1989) 131.
- [4] T. Sugie, K. Itami, H. Nakamura, H. Kubo, K. Tobita, Y. Koide, A. Sakasai, T. Hirayama, M. Shimada, et al.*, "Impurity Control and Helium Exhaust Experiment in JT-60", in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1990 (Proc. 13th. Int. Conf. Washington).
- [5] H. Nakamura, K. Tobita, T. Hirayama, Y. Koide, T. Arai, M. Kuriyama, H. Kubo, Y. Kusama, T. Sugie, M. Sugihara, T. Takizuka, K. Tani, and S. Yamamoto, "Initial Results of Helium Ash Experiment in JT-60 Lower Divertor", Fusion Technology 18 (1990) 578.
- [6] T. Nishitani, K. Itami, K. Nagashima, S. Tsuji, N. Hosogane, H. Yoshida, T. Ando, H. Kubo, H. Takeuchi, "Radiation Losses and Global Power Balance of JT-60

原子物理

- [1] K. Ishii, H. Kubo, T. Onoyama, and K. Takayama, "Odd-Coherence in Beam-Foil Excitation of He⁺ Ion", J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 2491.
- [2] K. Ishii, H. Kubo, and K. Ozawa, "Atomic Structure Calculation of Energy Levels and Oscillator Strengths in Fe Ion, I", JAERI-M 83-240, Japan Atomic Energy Research Institute (1984).
- [3] K. Tobita, T. Itoh, A. Sakasai, Y. Kusama, Y. Ohara, Y. Tsukahara, M. Nemoto, Y. Kawano, H. Kubo, H. Takeuchi, and T. Sugie, "Measurements of Neutral Beam Stopping for Hydrogen and Helium in the JT-60 Plasma", Plasma Phys. Contr. Fusion 32 (1990) 429.

電流分布測定

- [1] H. Kubo, T. Sugie, N. Nishino, A. Sakasai, N. Akaoka, T. Itoh, Y. Tsukahara, H. Takeuchi, and JT-60 Team*, "Current Profile Measurent Using Neutral He Beam in JT-60 Tokamak", in Controlled Fusion and Plasma Heating, (Proc. 17th EPS Conf. Amsterdam, 1990), Vol. 14B Part IV, European Physical Society (1990) 1508.

ブートストラップ電流

- [1] M. Kikuchi, T. Hirayama, H. Kubo, et al.*, "Characteristics of Banana Regime Conductivity in JT-60", in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988 (Proc. 12th. Int. Conf. Nice), Vol. 1, IAEA, Vienna (1989) 505.
- [2] M. Kikuchi, M. Azumi, S. Tsuji, K. Tani, and H. Kubo, "Bootstrap Current During Perpendicular Neutral Injection in JT-60", Nucl. Fusion 30 (1990) 343.

*JT-60 Team: T. Abe, H. Aikawa, N. Akaoka, H. Akasaka, M. Akiba, N. Akino, T. Akiyama, T. Ando, K. Annou, I. Aoki, T. Aoyagi, T. Arai, K. Arakawa, M. Araki, K. Arimoto, M. Azumi, S. Chiba, M. Dairaku, N. Ebisawa, T. Fujii, K. Fujishiro, T. Fukuda, A. Funahashi, H. Furukawa, H. Gunji, K. Hamamatsu, M. Hanada, K. Hayashi, M. Hara, K. Haraguchi, H. Hiratsuka, T. Hirayama, S. Hiroki, K. Hiruta, M. Honda, M. Honda, H. Horiike, R. Hosoda, N. Hosogane, S. Ide, K. Iida, Y. Iida, T. Iijima, K. Ikeda, Y. Ikeda, Y. Ikeda, T. Imai, T. Inoue, N. Isaji, M. Isaka, N. Isei, S. Ishida, K. Itami, N. Ichige, T. Ito, Y. Ito, S. Kakizaki, Y. Kamada, A. Kaminaga, T. Kaneko, T. Kashimura, T. Kato, M. Kawai, M. Kawabe, Y. Kawamata, Y. Kawano, K. Kawasaki, K. Kikuchi, M. Kikuchi, H. Kimura, T. Kimura, H. Kishimoto, K. Kitahara, S. Kitamura, A. Kitsunozaki, K. Kiyono, N. Kobayashi, K. Kodama, Y. Koide, T. Koike, T. Kobayashi, S. Kogure, M. Komata, I. Kondo, T. Kondo, K. Konishi, S. Konoshima, H. Kubo, S. Kunieda, S. Kurakata, K. Kurihara, M. Kuriyama, T. Kuroda, M. Kusaka, Y. Kusama, T. Kushima, Y. Mabuti, S. Maebara, K. Maeno, S. Mase, T. Matoba, S. Matsuda, M. Matsukawa, T. Matsukawa, M. Matsuoka, Y. Matsuzaki, Y. Miura, N. Miya, K. Miyachi, K. Miyake, Y. Miyo, K. Mizuhashi, M. Mizuno, K. Mogaki, M. Mori, S. Mori, S. Moriyama, R. Murai, Y. Murakami, M. Muto, M. Nagami, K. Nagase, A. Nagashima, K. Nagashima, T. Nagashima, S. Nagaya, K. Nagayama, O. Naito, H. Nakamura, Y. Nakamura, T. Nakatsuji, H. Nemoto, M. Nemoto, Y. Neyatani, S. Niikura, H. Ninomiya, N. Nishino, T. Nishitani, H. Nobusaka, H. Nomata, H. Nomoto, K. Obara, K. Odajima, Y. Ogawa, N. Ogiwara, Y. Ohara, K. Ohasa, T. Ohga, M. Ohkubo, T. Ohshima, K. Ohta, M. Ohta, M. Ohtaka, S. Ohuchi, Y. Ohuchi, A. Oikawa, H. Okumura, Y. Okumura, K. Omori, S. Omori, Y. Omori, H. Oohara, T. Ozeki, M. Saigusa, N. Saito, K. Sakamoto, A. Sakasai, S. Sakata, T. Sakuma, T. Sasajima, K. Sato, M. Sato, M. Sato, M. Sawahata, T. Sebata, M. Seimiya, M. Seki, S. Seki, K. Shibanuma, M. Shimada, R. Shimada, T. Shimada, K. Shimizu, M. Shimizu, Y. Shimomura, S. Shinozaki, H. Shirai, H. Shirakata, M. Shitomi, K. Suganuma, T. Sugawara, T. Sugie, T. Sugiyama, H. Sunaoshi, K. Suzuki, M. Suzuki, M. Suzuki, N. Suzuki, S. Suzuki, Y. Suzuki, H. Tachibana, H. Takahashi, M. Takahashi, S. Takahashi, T. Takahashi, A. Takasa, M. Takasaki, H. Takatsu, A. Takeshita, H. Takeuchi, T. Takizuka, S. Tamura, S. Tanaka, T. Tanaka, Y. Tanaka, K. Tani, T. Tani, M. Terakado, T. Terakado, K. Tobita, T. Tokutake, T. Totsuka, N. Toyoshima, H. Tsuda, T. Tsugita, S. Tsuji, Y. Tsukahara, M. Tsuneoka, A. Tsurumi, K. Uehara, M. Umehara, Y. Uramoto, H. Usami, K. Ushigusa, K. Usui, Y. Yagi, J. Yagyu, K. Yamada, K. Yamagishi, M. Yamamoto, O. Yamashita, Y. Yamashita, K. Yano, T. Yamazaki, T. Yasukawa, K. Yokokura, H. Yokomizo, K. Yokoyama, H. Yoshida, Z. Yoshida, M. Yoshikawa, Y. Yoshinari, R. Yoshino, Y. Yoshioka, I. Yonekawa, T. Yoneda, K. Watanabe, M. G. Bell, R. J. Bickerton, W. Engelhardt, R. J. Goldston, E. Källne, J. Källne, H. W. Kugel, P. L. Mondino, F. X. Söldner, Y. Takase,

但し、論文によっては1部相違がある。